

UNIVERSIDADE FEDERAL DO PARANÁ

GABRIEL RUGGIERO DO AMARAL

**METODOLOGIA EXPERIMENTAL PARA DETERMINAÇÃO DA EFICÁCIA DE
NEUTRALIZADORES DINÂMICOS DE VIBRAÇÃO PARA CABOS AÉREOS**

CURITIBA

2015

GABRIEL RUGGIERO DO AMARAL

**METODOLOGIA EXPERIMENTAL PARA DETERMINAÇÃO DA EFICÁCIA DE
NEUTRALIZADORES DINÂMICOS DE VIBRAÇÃO PARA CABOS AÉREOS**

Dissertação apresentada como requisito parcial à obtenção do grau de Mestre em Engenharia Mecânica, no Curso de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica, Setor de Tecnologia, Universidade Federal do Paraná.

Orientador: Prof. Dr. Eduardo Márcio de Oliveira Lopes

CURITIBA

2015

A485m

Amaral, Gabriel Ruggiero do

Metodologia experimental para determinação da eficácia de neutralizadores de vibração para cabos aéreos / Gabriel Ruggiero do Amaral. – Curitiba, 2015. 173 f. : il. color. ; 30 cm.

Dissertação – Universidade Federal do Paraná, Setor de Tecnologia, Programa de Pós-graduação em Engenharia Mecânica, 2015.

Orientador: Eduardo Márcio de Oliveira Lopes.

Bibliografia: p. 131-134.

1. Vibração - Modelos matemáticos. 2. Energia elétrica - transmissão. 3. Amortecimento (Mecânica). 4. Eficácia. 5. Eficiência. I. Universidade Federal do Paraná. II. Lopes, Eduardo Márcio de Oliveira. III. Título.

CDD: 620.37

TERMO DE APROVAÇÃO

GABRIEL RUGGIERO DO AMARAL


METODOLOGIA EXPERIMENTAL PARA DETERMINAÇÃO DA EFICÁCIA DE NEUTRALIZADORES DINÂMICOS DE VIBRAÇÃO PARA CABOS AÉREOS

Dissertação aprovada como requisito parcial à obtenção do grau de Mestre em Engenharia Mecânica do Curso de Mestrado do Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica da Universidade Federal do Paraná, na área de concentração Fenômenos de Transporte e Mecânica dos Sólidos.

Banca Examinadora:



Prof. Dr. Marco Antonio Luersen
UTFPR



Prof. Dr. Carlos Alberto Bavastri
UFPR



Prof. Dr. Carlos Frederico Trotta Matt
CEPEL

Curitiba, 21 de dezembro de 2015.

À minha princesa que tanto amo, Anne.

AGRADECIMENTOS

Agradeço primeiramente a Deus, pelas oportunidades que me deu e pelas pessoas que colocou no meu caminho.

À minha esposa, Anne, pelas renúncias, sacrifícios e apoio que fez para que fosse possível a conclusão deste trabalho.

Aos meus pais, irmãos e familiares, que sempre acreditaram em mim e me encorajaram.

Ao meu orientador, Prof. Eduardo, idealizador da aplicação do método de ensaio proposto para cabos de linhas aéreas, pela paciência incansável, pela orientação precisa e pela amizade que me proporcionou.

Agradeço a todos aqueles que eu posso chamar de amigos, pelo companheirismo e pelos risos que me proporcionam.

Agradeço também aos meus colegas de Lactec, pela ajuda no enfrentamento de todas as dificuldades do dia a dia e pelo apoio na execução dos ensaios, e ao Lactec em si, que investiu em mim e me proporcionou a chance de realizar os estudos e pesquisas que amo.

O desenvolvimento deste trabalho foi possível em parte graças ao projeto de Pesquisa e Desenvolvimento (P&D) em parceria entre a Furukawa Industrial S.A. Produtos Elétricos e os Institutos Lactec, subsidiado pela Lei nº 10.176, de 11 de janeiro de 2001, com agradecimentos especiais à ANATEL – Agência Nacional de Telecomunicações – e ao CNPq – Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico – na concessão da utilização da Lei nº 8.010/90 para a compra de equipamentos.

Agradece-se também à ANEEL – Agência Nacional de Energia Elétrica – e novamente ao CNPq pela concessão da utilização da Lei nº 9.991/2000 em projeto de P&D em parceria entre a Copel Geração e Transmissão S.A. e os Institutos Lactec.

RESUMO

Esta dissertação apresenta uma breve revisão histórica do surgimento e da evolução das metodologias de ensaio em neutralizadores dinâmicos de vibração para cabos aéreos singelos e uma análise crítica dessas metodologias. Apresenta ainda a proposta de uma nova metodologia de ensaio, com o suporte de dados obtidos experimentalmente. Essa nova metodologia incorpora métodos mais modernos de aquisição e tratamento de dados no levantamento das características dos dispositivos e fornece informações mais fidedignas e detalhadas de seu desempenho. Adicionalmente, o comportamento dinâmico do sistema composto pelo cabo e pelo neutralizador é modelado pelo método dos elementos finitos. A eficácia de um neutralizador é analisada em termos de seu desempenho em banda larga. Os resultados sugerem que neutralizadores de baixo amortecimento reduzem significativamente os níveis de vibração no sistema primário (o cabo condutor de energia) nas frequências de ressonância do dispositivo, mas ocasionam o surgimento de ressonâncias adjacentes, nas quais o condutor é levado a vibrar em níveis elevados – conforme previsto em teoria. À luz deste trabalho, os métodos de ensaio tradicionais, baseados no princípio do balanço de energia, são considerados incapazes de fornecer uma compreensão ampla do comportamento dinâmico do sistema cabo-neutralizador.

Palavras-chave: Vibração – Modelos matemáticos. Energia elétrica – transmissão. Amortecimento (Mecânica). Eficácia. Eficiência.

ABSTRACT

A brief historical review of the advent and evolution of the main test methods in dynamic vibration neutralizers for single overhead conductors is presented in this dissertation, followed by a critical analysis of these methods. Moreover, the proposal of a new test methodology is introduced, supported by results of real tests. This new methodology embodies modern data acquisition and processing methods in the achievement of the devices' characteristics and provide more detailed and faithful information on their performance. Additionally, the dynamical behavior of the system compound by the cable and the neutralizer is modeled by the finite element method. Neutralizer's efficacy is analyzed in terms of broadband performance. The results suggest that low-damping neutralizers significantly reduce vibration levels on the primary system (the overhead conductor) at the devices' resonant frequencies, but originate adjacent resonances, at which the conductor is caused to vibrate in much higher levels – as predicted in theory. Considering the findings of this work, traditional test methods, based upon the energy balance principle, are considered unable to provide a thorough understanding of the dynamical behavior of the cable-plus-neutralizer system.

Key-words: Vibration – Mathematical models. Electrical energy – transmission. Damping (Mechanics). Efficacy. Efficiency.

LISTA DE ILUSTRAÇÕES

FIGURA 1 – DESCOLAMENTO DE VÓRTICES EM UM CILINDRO VIBRANTE	28
FIGURA 2 – DISTRIBUIÇÃO DE PESSÃO EM TORNO DE UM CILINDRO OSCILANTE EM INSTANTES DE DESLOCAMENTO ZERO (PONTOS “A” E “C”) E DE DESLOCAMENTO MÁXIMO (PONTOS “B” E “D”), DEPOIS DO <i>LOCK-IN</i>	28
FIGURA 3 – NEUTRALIZADOR TIPO STOCKBRIDGE ORIGINAL.....	32
FIGURA 4 – NEUTRALIZADOR DE MONROE E TEMPLIN, DE 2 GDL	33
FIGURA 5 – NEUTRALIZADOR ASSIMÉTRICO "4R", DE 4 GDL.....	33
FIGURA 6 – NEUTRALIZADOR HARO, DE 5 GDL	33
FIGURA 7 – STOCKBRIDGE TIPO <i>DOGBONE</i>	33
FIGURA 8 – NEUTRALIZADOR FIXADO COM ALÇAS PRÉ-FORMADAS.....	34
FIGURA 9 – NEUTRALIZADOR TEBO.....	35
FIGURA 10 – AMORTECEDOR DE IMPACTO ELGRA.....	36
FIGURA 11 – ILUSTRAÇÃO DE UM BRETELLE.....	36
FIGURA 12 – <i>FESTOON</i> FORMADO PELA ADIÇÃO DE TRECHOS DE CABO SOB UMA CADEIA DE ISOLADORES	36
FIGURA 13 – NEUTRALIZADOR HELICOIDAL DE IMPACTO INSTALADO EM CABO DE PEQUENO DIÂMETRO	37
FIGURA 14 – NEUTRALIZADOR VISCOELÁSTICO.....	38
FIGURA 15 – CONFIGURAÇÃO DE ENSAIO TÍPICA PARA ENSAIOS DE EFICIÊNCIA E POTÊNCIA DISSIPADA EM NEUTRALIZADORES	39
FIGURA 16 – LIGAÇÃO ELÁSTICA ENTRE <i>SHAKER</i> E CABO	44
FIGURA 17 – GRÁFICO DA POTÊNCIA DISSIPADA [W] PELA FREQUÊNCIA [Hz] EM UM MESMO CONJUNTO CABO-NEUTRALIZADOR, SENDO ENSAIOS A (a) 100 mm/s, (b) 200 mm/s E (c) 300 mm/s DE VELOCIDADE ANTINODAL	55
FIGURA 18 – GRÁFICO DA POTÊNCIA DISSIPADA [W] PELA FREQUÊNCIA [Hz] A 300 mm/s DE VELOCIDADE ANTINODAL A PARTIR DOS DIVERSOS MÉTODOS DE ENSAIO.....	55
FIGURA 19 – CURVAS DE RECEPTÂNCIA DO SISTEMA PRIMÁRIO (SP) E DO SISTEMA COMPOSTO (SC).....	64

FIGURA 20 – RAZÃO ENTRE A POTÊNCIA DISSIPADA PELO NEUTRALIZADOR P_D E A POTÊNCIA INTRODUZIDA NO SISTEMA P_E PELA FREQUÊNCIA	74
FIGURA 21 – MOBILIDADE [(m/s)/N] PELA FREQUÊNCIA [Hz] CORRESPONDENTE AO GRÁFICO DA FIGURA 20.....	74
FIGURA 22 – DIAGRAMA DE FORÇAS EM UM ELEMENTO DIFERENCIAL DE VIGA	76
FIGURA 23 – REPRESENTAÇÃO ESQUEMÁTICA DE UM NEUTRALIZADOR TIPO STOCKBRIDGE.....	87
FIGURA 24 – DIAGRAMA DE CORPO LIVRE DAS TRÊS PARTES DO NEUTRALIZADOR.....	87
FIGURA 25 – <i>SETUP</i> DA BANCADA PARA OS ENSAIOS	102
FIGURA 26 – MÁQUINA DE TRAÇÃO DA BANCADA DE ENSAIOS	103
FIGURA 27 – ACELERÔMETRO FIXADO AO CABO.....	103
FIGURA 28 – CONEXÃO ENTRE EXCITADOR E CABO	104
FIGURA 29 – NEUTRALIZADOR ENSAIADO	106
FIGURA 30 – AUTOCORRELAÇÃO E CORRELAÇÃO CRUZADA DE SINAIS LIDOS NO MESMO PONTO	108
FIGURA 31 – AUTOCORRELAÇÃO E CORRELAÇÃO CRUZADA DE SINAIS LIDOS A 27,7 METROS DE DISTÂNCIA	108
FIGURA 32 – CORRELAÇÃO CRUZADA COMPUTADA CONSIDERANDO ATRASO DE 115 ms NA RESPOSTA.....	109
FIGURA 33 – CORRELAÇÃO CRUZADA COMPUTADA CONSIDERANDO ATRASO DE 230 ms NA RESPOSTA.....	109
FIGURA 34 – RIGIDEZ À FLEXÃO NO ENSAIO “CABO 1500”	112
FIGURA 35 – ESTIMADORES DE RECEPTÂNCIA PARA O ENSAIO “CABO 1300”, COM RESPOSTA MEDIDA PELO ACELERÔMETRO 3	113
FIGURA 36 – MÓDULO DA RECEPTÂNCIA PONTUAL NO ENSAIO “CABO 1300”.	114
FIGURA 37 – FASE DA RECEPTÂNCIA PONTUAL NO ENSAIO “CABO 1300”	114
FIGURA 38 – MÓDULO DA RECEPTÂNCIA PONTUAL SIMULADA.....	115
FIGURA 39 – FASE DA RECEPTÂNCIA PONTUAL SIMULADA	115
FIGURA 40 – MÓDULO DA RECEPTÂNCIA PONTUAL NO ENSAIO “CABO 1300” COM JANELA TUKEY	118
FIGURA 41 – FASE DA RECEPTÂNCIA PONTUAL NO ENSAIO “CABO 1300” COM JANELA TUKEY	118

FIGURA 42 – MÓDULO DA RECEPTÂNCIA COM SINAL DO ACELERÔMETRO “Acc 3” NO ENSAIO “CABO 1300”	120
FIGURA 43 – MÓDULO DA RECEPTÂNCIA COM SINAL DO ACELERÔMETRO “Acc 3” NO ENSAIO “NDV _f 1300”	120
FIGURA 44 – COMPARAÇÃO DAS CURVAS DE RECEPTÂNCIA ANTES E APÓS A INTRODUÇÃO DO NDV A 1,3 METRO DA TERMINAÇÃO (COPO GRANDE PARA FORA).....	121
FIGURA 45 – COMPARAÇÃO DAS CURVAS SIMULADAS, SEM (EM PRETO) E COM INTRODUÇÃO DO NDV (COPO GRANDE PARA FORA – EM VERMELHO)	122
FIGURA 46 – COMPARAÇÃO DAS CURVAS DE RECEPTÂNCIA ANTES E APÓS A INTRODUÇÃO DO NDV A 1,3 METRO DA TERMINAÇÃO (COPO GRANDE PARA DENTRO)	123
FIGURA 47 – COMPARAÇÃO DAS CURVAS DE RECEPTÂNCIA ANTES E APÓS A INTRODUÇÃO DO NDV A 1,5 METRO DA TERMINAÇÃO (COPO GRANDE PARA FORA).....	123
FIGURA 48 – COMPARAÇÃO DAS CURVAS DE RECEPTÂNCIA ANTES E APÓS A INTRODUÇÃO DO NDV A 1,5 METRO DA TERMINAÇÃO (COPO GRANDE PARA DENTRO)	124
FIGURA 49 – COMPARAÇÃO DAS CURVAS SIMULADAS, SEM (EM PRETO) E COM INTRODUÇÃO DO NDV (COPO GRANDE PARA DENTRO – EM VERMELHO)	124
FIGURA 50 – REDUÇÃO OU AMPLIFICAÇÃO DO VALOR DO PICO NA CURVA DE RECEPTÂNCIA APÓS A INTRODUÇÃO DO NDV	126

FIGURA A 1 – MÓDULO DA RECEPTÂNCIA DO ENSAIO CABO 1300 - PONTUAL	155
FIGURA A 2 – FASE DA RECEPTÂNCIA DO ENSAIO CABO 1300 - PONTUAL.....	155
FIGURA A 3 – MÓDULO DA RECEPTÂNCIA DO ENSAIO CABO 1300 - Acc 2	156
FIGURA A 4 – FASE DA RECEPTÂNCIA DO ENSAIO CABO 1300 - Acc 2.....	156
FIGURA A 5 – MÓDULO DA RECEPTÂNCIA DO ENSAIO CABO 1300 - Acc 3	157
FIGURA A 6 – FASE DA RECEPTÂNCIA DO ENSAIO CABO 1300 - Acc 3.....	157
FIGURA A 7 – MÓDULO DA RECEPTÂNCIA DO ENSAIO NDV _f 1300 - PONTUAL .	158
FIGURA A 8 – FASE DA RECEPTÂNCIA DO ENSAIO NDV _f 1300 - PONTUAL	158
FIGURA A 9 – MÓDULO DA RECEPTÂNCIA DO ENSAIO NDV _f 1300 - Acc 2.....	159
FIGURA A 10 – FASE DA RECEPTÂNCIA DO ENSAIO NDV _f 1300 - Acc 2	159
FIGURA A 11 – MÓDULO DA RECEPTÂNCIA DO ENSAIO NDV _f 1300 - Acc 3.....	160
FIGURA A 12 – FASE DA RECEPTÂNCIA DO ENSAIO NDV _f 1300 - Acc 3	160
FIGURA A 13 – MÓDULO DA RECEPTÂNCIA DO ENSAIO NDV _d 1300 - PONTUAL	161
FIGURA A 14 – FASE DA RECEPTÂNCIA DO ENSAIO NDV _d 1300 - PONTUAL.....	161
FIGURA A 15 – MÓDULO DA RECEPTÂNCIA DO ENSAIO NDV _d 1300 - Acc 2	162
FIGURA A 16 – FASE DA RECEPTÂNCIA DO ENSAIO NDV _d 1300 - Acc 2	162
FIGURA A 17 – MÓDULO DA RECEPTÂNCIA DO ENSAIO NDV _d 1300 - Acc 3	163
FIGURA A 18 – FASE DA RECEPTÂNCIA DO ENSAIO NDV _d 1300 - Acc 3	163
FIGURA A 19 – MÓDULO DA RECEPTÂNCIA DO ENSAIO CABO 1500 - PONTUAL	164
FIGURA A 20 – FASE DA RECEPTÂNCIA DO ENSAIO CABO 1500 - PONTUAL.....	164
FIGURA A 21 – MÓDULO DA RECEPTÂNCIA DO ENSAIO CABO 1500 - Acc 2	165
FIGURA A 22 – FASE DA RECEPTÂNCIA DO ENSAIO CABO 1500 - Acc 2.....	165
FIGURA A 23 – MÓDULO DA RECEPTÂNCIA DO ENSAIO CABO 1500 - Acc 3	166
FIGURA A 24 – FASE DA RECEPTÂNCIA DO ENSAIO CABO 1500 - Acc 3.....	166
FIGURA A 25 – MÓDULO DA RECEPTÂNCIA DO ENSAIO NDV _f 1500 - PONTUAL	167
FIGURA A 26 – FASE DA RECEPTÂNCIA DO ENSAIO NDV _f 1500 - PONTUAL	167
FIGURA A 27 – MÓDULO DA RECEPTÂNCIA DO ENSAIO NDV _f 1500 - Acc 2.....	168
FIGURA A 28 – FASE DA RECEPTÂNCIA DO ENSAIO NDV _f 1500 - Acc 2	168
FIGURA A 29 – MÓDULO DA RECEPTÂNCIA DO ENSAIO NDV _f 1500 - Acc 3.....	169
FIGURA A 30 – FASE DA RECEPTÂNCIA DO ENSAIO NDV _f 1500 - Acc 3	169
FIGURA A 31 – MÓDULO DA RECEPTÂNCIA DO ENSAIO NDV _d 1500 - PONTUAL	170
FIGURA A 32 – FASE DA RECEPTÂNCIA DO ENSAIO NDV _d 1500 - PONTUAL.....	170
FIGURA A 33 – MÓDULO DA RECEPTÂNCIA DO ENSAIO NDV _d 1500 - Acc 2	171
FIGURA A 34 – FASE DA RECEPTÂNCIA DO ENSAIO NDV _d 1500 - Acc 2	171

FIGURA A 35 – MÓDULO DA RECEPTÂNCIA DO ENSAIO NDV _d 1500 - Acc 3.....	172
FIGURA A 36 – FASE DA RECEPTÂNCIA DO ENSAIO NDV _d 1500 - Acc 3.....	172

LISTA DE TABELAS

TABELA 1 – ATRASOS ENTRE EXCITAÇÃO E RESPOSTA DE SINAIS LIDOS EM PONTOS DISTANTES	110
TABELA 2 – FREQUÊNCIAS NATURAIS [Hz] VIA RESOLUÇÃO ANALÍTICA E VIA MODELO DE ELEMENTOS FINITOS (MEF)	116
TABELA 3 – REDUÇÃO NOS NÍVEIS DE VIBRAÇÃO EM BANDA, NA FAIXA ENTRE 8 E 68 Hz	125

LISTA DE SIGLAS

Acc	- Acelerômetro
ACSR	- <i>Aluminum Conductor Steel Reinforced</i> (Condutor de Alumínio Reforçado com Aço)
ANATEL	- Agência Nacional de Telecomunicações
ANEEL	- Agência Nacional de Energia Elétrica
CNPq	- Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico
DEAM	- <i>Damping Efficiency Amplitude Measurement</i> (Eficiência de Amortecimento por Medição de Amplitude)
DFT	- <i>Discrete Fourier Transform</i> (Transformada Discreta de Fourier)
DPME	- Departamento de Mecânica e Emissões
DVSM	- Divisão de Sistemas Mecânicos
EBP	- <i>Energy Balance Principle</i> (Princípio do Balanço de Energia)
FRF	- Função Resposta em Frequência
GDL	- Grau(s) de Liberdade
IEC	- <i>International Electrotechnical Commission</i> (Comissão Eletrotécnica Internacional)
IEEE	- <i>Institute of Electrical and Electronics Engineers</i> (Instituto de Engenheiros Eletricistas e Eletrônicos)
ISWR	- <i>Inverse Standing Wave Ratio</i> (Razão Inversa da Onda Estacionária)
LD	- Linha(s) de Distribuição de Energia Elétrica
LECA	- Laboratório de Ensaios em Cabos e Acessórios
LT	- Linha(s) de Transmissão de Energia Elétrica
MEF	- Modelo (ou Método) de Elementos Finitos
MGDL	- Múltiplos Graus de Liberdade
NDV	- Neutralizador Dinâmico de Vibração
P&D	- Pesquisa e Desenvolvimento
PSD	- <i>Power Spectral Density</i> (Densidade Espectral de Potência)
PVC	- <i>Polyvinyl Chloride</i> (Policloreto de Vinila)
RMC	- Resistência Mecânica Calculada
RMS	- <i>Root Mean Square</i> (Raiz do Valor Médio Quadrático)
SC	- Sistema Composto

SMGL	- Sistema de Múltiplos Graus de Liberdade
SP	- Sistema Primário
UFPR	- Universidade Federal do Paraná
UTFPR	- Universidade Tecnológica Federal do Paraná
VRF	- Varredura Rápida de Frequências
WSM	- <i>Wave Separation Method</i> (Método da Separação de Onda)

LISTA DE SÍMBOLOS

Alfabeto Latino

a	- Faixa de deslocamento em um nó
a_c	- Parâmetro para construção do <i>chirp</i>
A	- Amplitude de deslocamento da onda A
A_0	- Amplitude de deslocamento de um antinó antes do desacoplamento entre excitador e cabo
A_n	- Amplitude de deslocamento de um antinó após n ciclos
B	- Amplitude de deslocamento da onda B
c_0	- Velocidade de propagação da onda a uma frequência de referência
c_a	- Constante de amortecimento viscoso de um neutralizador de um grau de liberdade
c_f	- Velocidade de fase
c_p	- Velocidade de propagação de onda
$[C]$	- Matriz de amortecimento viscoso
$[C_{ndv}]$	- Matriz de amortecimento viscoso do neutralizador
$[C_{red}]$	- Matriz reduzida de amortecimento viscoso
$[C_{sp}]$	- Matriz de amortecimento viscoso do sistema primário
$[C_{tot}]$	- Matriz de amortecimento viscoso total
C	- Capacitância por unidade de comprimento
C_1, C_2, C_3, C_4	- Constantes determinadas pela imposição de condições de contorno
\bar{c}_n	- n -ésimo coeficiente da série de Fourier
d	- Distância entre dois pontos de medição
d_{Al}	- Diâmetro dos fios de alumínio
d_{st}	- Diâmetro dos fios de aço
D	- Diâmetro externo nominal do cabo
$\bar{D}(n/T)$	- Transformada discreta de Fourier
e_1	- Excentricidade do copo 1 do neutralizador
e_2	- Excentricidade do copo 2 do neutralizador
e_i	- i -ésimo elemento da função erro
$E[...]$	- Valor esperado do termo entre colchetes

E	- Módulo de elasticidade
E_{Al}	- Módulo de elasticidade do alumínio
E_{dd}	- Energia dissipada pelo neutralizador
E_{ds}	- Energia dissipada pelo sistema
E_{in}	- Energia introduzida no vão de ensaio
$E_{k,lim}$	- $E_{k,máx}$ calculada com $Y_{0,lim}$
$E_{k,máx}$	- Energia cinética máxima
E_{st}	- Módulo de elasticidade do aço
$E_{w,lim}$	- Energia introduzida pelo vento
EI	- Rigidez à flexão
$EI_{máx}$	- Valor máximo da rigidez à flexão do cabo
$EI_{mín}$	- Valor mínimo da rigidez à flexão do cabo
\bar{EI}	- Rigidez à flexão (complexa)
EI_R	- Parte real da rigidez à flexão
$f(t)$	- Vetor de forças generalizadas
\bar{F}	- Vetor de forças generalizadas no domínio da frequência
$f(t)$	- Sinal de excitação
f	- Frequência
$f_{col}(t)$	- Força no copo 1 do neutralizador
$f_I(x,t)$	- Força inercial transversal resultante
f_j	- j -ésima frequência de ressonância
f_s	- Frequência de aquisição
$fnC(Y_j/D)$	- Função da amplitude normalizada
F	- Amplitude da força de excitação
$\bar{F}(\omega)$	- Transformada de Fourier da excitação
$G(t)$	- Função do tempo proveniente de separação de variáveis
$[\bar{H}(\omega)]$	- Matriz de receptância
h_e	- Comprimento do elemento
\bar{H}_1	- Estimador de receptância não tendencioso com relação ao sinal de saída
\bar{H}_2	- Estimador de receptância não tendencioso com relação ao sinal de entrada
\bar{H}_T	- Estimador de receptância não tendencioso com relação aos sinais de saída e de entrada
I	- Matriz identidade

I_0	- Inércia a rotação da base do neutralizador
I_b	- Matriz identidade de ordem n_b
I_{c1}	- Inércia a rotação do copo 1 do neutralizador
I_{c2}	- Inércia a rotação do copo 2 do neutralizador
$I_{mín}$	- Amplitude da corrente elétrica em um nó
$I_{máx}$	- Amplitude da corrente elétrica em um antinó
I_{ndv}	- Matriz identidade de ordem $n_{ndv} - n_b$
I_s	- Integral no tempo da inclinação do cabo
I_{sp}	- Matriz identidade de ordem $n_{sp} - n_b$
j	- Número imaginário
J_1, J_2	- Funções objetivo 1 e 2
$[K]$	- Matriz de rigidez
$[K^e]$	- Matriz de rigidez elementar
$[\tilde{K}]$	- Matriz de rigidez normalizada pela massa
$[K_{ndv}]$	- Matriz de rigidez do neutralizador
$[K_{red}]$	- Matriz reduzida de rigidez
$[K_{sp}]$	- Matriz de rigidez do sistema primário
$[K_{tot}]$	- Matriz de rigidez total
k	- Número de onda
k_0	- $= \omega/c_p$
k_1	- Constante de mola de um sistema primário de um grau de liberdade
k_a	- Constante de mola de um neutralizador de um grau de liberdade
\bar{k}^2	- Constante adimensional
$[L]$	- Matriz de transformação
l	- Comprimento do vão experimental
l_{re}	- Comprimento do vão real
L	- Indutância por unidade de comprimento
$[M]$	- Matriz de massa
$[M^e]$	- Matriz de massa elementar
$[M_c^1]$	- Matriz de massa do copo 1 do neutralizador
$[M_c^2]$	- Matriz de massa do copo 2 do neutralizador
$[M_{fm}^1]$	- Matriz de massa do foi mensageiro 1 do neutralizador
$[M_{fm}^2]$	- Matriz de massa do foi mensageiro 2 do neutralizador

$[M_{ndv}]$	- Matriz de massa do neutralizador
$[M_{red}]$	- Matriz reduzida de massa
$[M_{se}^1]$	- Matriz de massa da subestrutura 1 (metade 1 do neutralizador)
$[M_{se}^2]$	- Matriz de massa da subestrutura 2 (metade 2 do neutralizador)
$[M_{sp}]$	- Matriz de massa do sistema primário
$[M_{tot}]$	- Matriz de massa total
m	- Massa por unidade de comprimento
m_0	- Massa da base do neutralizador
m_1	- Massa de um sistema primário de um grau de liberdade
m_a	- Massa de um neutralizador de um grau de liberdade
m_{c1}	- Massa do copo 1 do neutralizador
m_{c2}	- Massa do copo 2 do neutralizador
$M(x,t)$	- Momento fletor
$M_{col}(t)$	- Momento no copo 1 do neutralizador
\bar{M}	- Constante complexa
n	- Número de ciclos de vibração durante o decaimento, número do modo de vibrar, número de graus de liberdade ou número de elementos
n_{Al}	- Número de fios de alumínio
n_b	- Número de graus de liberdade da fronteira entre sistema primário e neutralizador
n_{ndv}	- Número de graus de liberdade do neutralizador
n_{sp}	- Número de graus de liberdade do sistema primário
n_{st}	- Número de fios de aço
$N(x,t)$	- Força axial
N_a	- Número de amostras
N_f	- Número de pontos no domínio da frequência
N_t	- Número de pontos no domínio do tempo
\bar{N}	- Constante complexa
$[P]$	- Matriz constituída por autovetores ortonormalizados
$p(x,t)$	- Carregamento transversal distribuído
P	- Potência mecânica dissipada
P_a	- Potência da onda A
P_b	- Potência da onda B

P_{el}	- Potência elétrica transmitida para a terminação de um condutor
$P_{el,m\acute{a}x}$	- Máxima potência elétrica que pode ser transmitida para a terminação de um cabo condutor
$P_{w,j}$	- Potência introduzida no cabo pelo vento na j -ésima frequência de ressonância
$\mathbf{q}(t)$	- Vetor de coordenadas generalizadas alternativo
$q_i(t)$	- i -ésima coordenada generalizada dos copos do neutralizador
Q_j^e	- j -ésimo elemento do vetor de forças generalizadas elementar
$\mathbf{r}(t)$	- Coordenadas generalizadas modais
$\bar{\mathbf{R}}$	- Coordenadas generalizadas modais no domínio da frequência
$Red[dB]$	- Redução no nível de vibração
$R_{ff}(\tau)$	- Autocorrelação do sinal de excitação
$R_{yf}(\tau)$	- Correlação cruzada entre resposta e excitação
$S_{xy}(f)$	- Densidade espectral cruzada dos sinais $x(t)$ e $y(t)$
$S_{yy}(f)$	- Densidade espectral de potência do sinal $y(t)$
$\hat{S}_{yy}(f)$	- Densidade espectral bruta de potência do sinal $y(t)$
$\tilde{S}_{xx}(f)$	- Densidade espectral estimada de potência do sinal $x(t)$
$\tilde{S}_{xy}(f)$	- Densidade espectral estimada cruzada dos sinais $x(t)$ e $y(t)$
$[T]$	- Matriz de transformação
t	- Variável temporal (tempo)
T	- Tempo de aquisição ou excitação
$v(x)$	- Função de ponderação
v_d	- Velocidade no grampo do neutralizador (método direto)
$v_i(t)$	- Velocidade adquirida no i -ésimo ponto no cabo
$V(x,t)$	- Força cortante
V_a	- Amplitude da velocidade em um antinó
V_s	- Velocidade medida na excitação
V_w	- Velocidade do vento
$w(x,t)$	- Deflexão da viga
$\bar{w}(\bar{x},t)$	- Deflexão normalizada da viga
w_i	- Função que descreve o formato da i -ésima onda se propagando
$\mathbf{x}(t)$	- Vetor de deslocamentos generalizados
$\bar{\mathbf{X}}$	- Vetor de deslocamentos generalizados no domínio da frequência

$\mathbf{x}_{ndv,b}$	- Vetor de coordenadas do neutralizador na fronteira
$\mathbf{x}_{ndv,i}$	- Vetor de coordenadas internas do neutralizador
\mathbf{x}_{red}	- Vetor reduzido de coordenadas generalizadas
$\mathbf{x}_{sp,b}$	- Vetor de coordenadas do sistema primário na fronteira
$\mathbf{x}_{sp,i}$	- Vetor de coordenadas internas do sistema primário
\mathbf{x}_{tot}	- Vetor de coordenadas generalizadas totais
x	- Coordenada espacial
\bar{x}	- Coordenada espacial normalizada
x_e	- Coordenada do elemento e
$y(t)$	- Sinal de resposta
y	- Deslocamento transversal do cabo
$y_p(t)$	- Sinal $y(t)$ reproduzido de forma periódica
y_k	- k -ésimo ponto do sinal de resposta digitalizado
\bar{y}	- Deslocamento (complexo) transversal do cabo
Y_0	- Faixa de deslocamento em um antinó
$Y_{0,lim}$	- Amplitude limite de vibração
$\bar{Y}(f)$	- Transformada de Fourier do sinal de resposta
Z	- Impedância mecânica característica
Z_0	- Impedância elétrica característica
Z_e	- Impedância mecânica da terminação
Z_d	- Impedância mecânica do neutralizador
Z_s	- Impedância mecânica do trecho de cabo entre neutralizador e terminação

Alfabeto Grego

α	- Constante para composição da matriz $[C]$ ($[C] = \alpha[M] + \beta[K]$)
α_1, α_2	- Raízes da equação característica, ou inclinação das retas 1 e 2
β	- Constante para composição da matriz $[C]$ ($[C] = \alpha[M] + \beta[K]$)
$\bar{\beta}^4$	- Função adimensional da frequência
γ_n	- n -ésima frequência circular natural corrigida para a rigidez à flexão
δ	- Decremento logarítmico
Δ_j^e	- j -ésimo deslocamento generalizado nodal elementar
Δt	- Atraso entre excitação e resposta
ε	- Razão entre frequência de excitação e frequência natural

ζ	- Razão de amortecimento
ζ_c	- Razão de amortecimento do cabo
ζ_d	- Razão de amortecimento do neutralizador
ζ_{lim}	- Razão de amortecimento limite
ζ_{re}	- Razão de amortecimento no vão real
η	- Fator de perda
θ	- Coeficiente para correção da velocidade de propagação de onda
θ_d	- Ângulo de fase entre força e deslocamento na excitação
θ_v	- Ângulo de fase entre força e velocidade na excitação
$[A]$	- Matriz espectral
λ	- Parâmetro determinado experimentalmente
μ_f	- Amplitude do deslocamento na excitação
ξ	- Coordenada local
τ	- Intervalo temporal nas funções de correlação
$[\Phi]$	- Matriz modal
ϕ	- Autovetor (modo de vibrar)
$\phi(t)$	- Integral da frequência circular
$\phi(\bar{x})$	- Modo de vibrar adimensionalizado
$\phi_I(x)$	- Função de interpolação
ϕ	- Ângulo de fase entre os sinais de excitação e resposta
ψ_j^e	- j -ésima função de forma
ω	- Frequência (circular)
ω_0	- Frequência circular inicial da varredura
ω_f	- Frequência circular final da varredura
ω_n	- n -ésima frequência circular natural
ω_r	- r -ésima frequência circular de ressonância

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	26
1.1	PROPOSTA	29
1.2	ESTRUTURA DO TEXTO	30
2	REVISÃO DA LITERATURA	31
2.1	DISPOSITIVOS PARA CONTROLE DE VIBRAÇÃO EM LINHAS AÉREAS DE TRANSMISSÃO	31
2.1.1	Neutralizadores Tipo Stockbridge.....	31
2.1.2	Neutralizadores Torcionais	34
2.1.3	Neutralizadores de Impacto.....	35
2.1.4	Bretelle	35
2.1.5	Festões.....	35
2.1.6	Neutralizadores Helicoidais de Impacto	37
2.1.7	Neutralizadores Viscoelásticos	37
2.2	O ESTADO DA ARTE DOS ENSAIOS EM NEUTRALIZADORES PARA LINHAS AÉREAS DE TRANSMISSÃO.....	38
2.3	ANÁLISE DOS MÉTODOS DE ENSAIO EM NEUTRALIZADORES	58
2.3.1	Métodos Básicos	58
2.3.2	Método Direto	61
3	NOÇÕES DE CONTROLE DE VIBRAÇÕES POR NEUTRALIZADORES DINÂMICOS	63
3.1	NEUTRALIZAÇÃO EM SISTEMAS PRIMÁRIOS DE UM GRAU DE LIBERDADE.....	63
3.2	NEUTRALIZAÇÃO EM SISTEMAS PRIMÁRIOS DE MÚLTIPLOS GRAUS DE LIBERDADE	64
3.2.1	Noções de Análise Modal de Sistemas de Múltiplos Graus de Liberdade (SMGL).....	64
3.2.2	Neutralização em SMGL.....	70

3.3	COMENTÁRIOS SOBRE OS MÉTODOS DE ENSAIO TRADICIONAIS À LUZ DAS NOÇÕES DE NEUTRALIZAÇÃO DE VIBRAÇÃO	72
4	MODELAGEM MATEMÁTICA	76
4.1	A EQUAÇÃO DIFERENCIAL GOVERNANTE	76
4.2	SOLUÇÃO ANALÍTICA.....	78
4.2.1	Obtenção dos Modos de Vibrar e das Frequências Naturais	78
4.2.2	Solução para Uma Viga Engastada em Ambas as Extremidades	80
4.3	SOLUÇÃO VIA MÉTODO DOS ELEMENTOS FINITOS	82
4.3.1	Discretização do Domínio	82
4.3.2	Derivação das Equações Elementares	83
4.3.3	Montagem das Matrizes Globais	85
4.3.4	Imposição das Condições de Contorno	86
4.4	MODELAGEM DE UM NEUTRALIZADOR TIPO STOCKBRIDGE.....	86
4.5	INTRODUÇÃO DE AMORTECIMENTO	89
5	METODOLOGIA DE ENSAIO.....	91
5.1	EXCITAÇÃO POR VARREDURA RÁPIDA DE FREQUÊNCIAS.....	91
5.2	PRÉ-PROCESSAMENTO DOS DADOS	92
5.3	PROCESSAMENTO DOS DADOS	94
5.3.1	A Transformada de Fourier e Seu Cômputo Numérico.....	94
5.3.2	Densidade Espectral de Potência.....	95
5.3.3	Estimativa de Funções Resposta em Frequência Via Densidades Espectrais de Potência.....	96
5.4	PÓS-PROCESSAMENTO DOS DADOS	98
5.5	MÉTODO DE ENSAIO PROPOSTO.....	98
6	IMPLEMENTAÇÃO	100
6.1	<i>SOFTWARES</i> DE SIMULAÇÃO	100
6.2	EXECUÇÃO DOS ENSAIOS.....	101

6.2.1	<i>Software</i> de Ensaio	101
6.2.2	Disposição Física da Bancada para os Ensaios	101
6.3	<i>SOFTWARES</i> DE PROCESSAMENTO DOS SINAIS	104
7	RESULTADOS E DISCUSSÃO	105
7.1	ATRASO ENTRE EXCITAÇÃO E RESPOSTA	107
7.2	ESCOLHA DO ESTIMADOR DE RECEPTÂNCIA	112
7.3	CURVAS DE RECEPTÂNCIA.....	113
7.3.1	Localização das Ressonâncias.....	113
7.3.2	Escolha das Condições de Janelamento	117
7.3.3	Escolha das Curvas para Cálculo da Redução dos Níveis de Vibração	119
7.4	REDUÇÃO NOS NÍVEIS DE VIBRAÇÃO PELA INTRODUÇÃO DO NEUTRALIZADOR	121
7.4.1	Forma Geral das Curvas de Receptância do Sistema Composto	121
7.4.2	Redução nos Níveis de Vibração	125
7.4.3	Comparação com Outros Métodos de Ensaio	126
8	CONCLUSÕES	128
	REFERÊNCIAS	130
	APÊNDICE 1 – CÓDIGO PARA SIMULAÇÃO POR ELEMENTOS FINITOS	134
	APÊNDICE 2 – CÓDIGO PARA SIMULAÇÃO VIA SOLUÇÃO ANALÍTICA	139
	APÊNDICE 3 – <i>SOFTWARE</i> DE ENSAIO	140
	APÊNDICE 4 – CÓDIGO PARA CÁLCULO DAS CORRELAÇÕES	147
	APÊNDICE 5 – CÓDIGO PARA CÔMPUTO DAS FRF	149
	APÊNDICE 6 – CURVAS DE RECEPTÂNCIA	154

1 INTRODUÇÃO

Vibrações induzidas pelo vento têm sido, a nível global, um grave problema a ser superado no setor de transmissão e distribuição de energia elétrica. Oscilações cíclicas e constantes de cabos condutores e/ou cabos para-raios tracionados entre duas torres resultam em movimentos relativos entre os fios que compõem esses cabos, ocasionando a ocorrência de um fenômeno tribológico conhecido por *fretting*. Esse fenômeno pode causar fadiga, dependendo da intensidade e da frequência das oscilações. E mesmo que os fios do cabo em si não sofram fadiga, ainda assim a transferência dos movimentos introduzidos pelo vento no cabo para elementos adjacentes, como os braços das torres e demais ferragens componentes do sistema, torna estes próprios elementos sujeitos a falhas por fadiga.

Dentre os tipos mais comuns de movimento causados pelo vento, distinguem-se o galope, as oscilações induzidas por esteira e as vibrações ditas “eólicas” (EPRI, 2009).

O **galope**, caracterizado por baixíssimas frequências (entre 0,08 e 3 Hz) e grandes amplitudes (de 2,5 a 150 vezes o diâmetro do cabo), é provocado por turbulências decorrentes da deposição ou acúmulo de algum material, geralmente gelo, na face a barlavento do cabo. As turbulências geradas quando do escoamento do ar ao redor do acúmulo de material podem gerar excitações que ocasionam o surgimento de grandes cargas dinâmicas, que afetam não só o cabo, mas também as ferragens, isoladores e estruturas adjacentes. Se não controlado, o galope pode causar grandes danos em poucas horas.

As **vibrações induzidas por esteira** ocorrem quando turbulências geradas por um cabo situado à montante do escoamento geram excitações em outro cabo, situado à jusante do fluxo, sendo, portanto, restritas a condutores montados em feixes. Este tipo de movimento se caracteriza pelas baixas frequências (de 0,15 a 10 Hz) e grandes amplitudes (0,25 a 40 vezes o diâmetro do condutor) que o tornam, semelhantemente ao galope, visível a olho nu. As vibrações induzidas por esteira podem causar colisão entre os condutores e acelerar notavelmente o desgaste nos fios dos cabos e nas ferragens integrantes do sistema. Um tipo de vibração induzida por esteira são as oscilações de subvão, fenômeno que tem sido recentemente observado em linhas de transmissão brasileiras. As oscilações de subvão se desenvolvem em trechos de cabo entre espaçadores ou espaçadores-amortecedores instalados na linha, e podem ocasionar o surgimento de movimentos tais como as oscilações elípticas.

As **vibrações eólicas**, por sua vez, são caracterizadas por frequências bem mais altas (de 3 a 200 Hz) e por amplitudes muito menores (no máximo, meio diâmetro do cabo), que tornam o fenômeno dificilmente observável a olho nu. Diferentemente do galope e das

vibrações induzidas por esteira, as vibrações eólicas podem ocorrer não só em cabos condutores, mas também em cabos para-raios e cabos estruturais, como estais de torres. As vibrações eólicas levam os fios do cabo à fadiga, principalmente por *fretting* e geralmente em regiões com restrição de movimento, como próximo a um grampo de suspensão. Se não controladas, podem causar danos severos em poucos meses ou anos, reduzindo drasticamente a vida útil dos cabos.

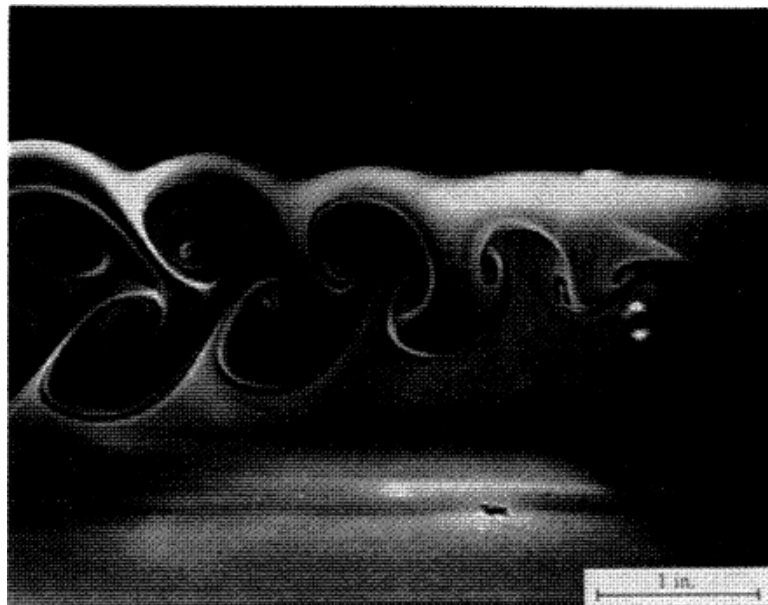
A ação do vento nas vibrações eólicas pode ser descrita da seguinte forma. Ao encontrar um obstáculo, como um cabo de linha de transmissão (LT) ou de distribuição (LD), um escoamento de ar é obrigado a mudar de direção e fluir ao redor do objeto, o que cria regiões de baixa pressão à jusante do escoamento. Quando o fluxo de ar se descola da chamada camada limite do escoamento ao redor do cabo, na face posterior deste, ocorre o surgimento de um vórtice. Ao se mover para a zona de baixa pressão, o vórtice gerado tende a se desprender da parte posterior do cabo, gerando uma força perpendicular à direção do fluxo.

Pelo fato de o escoamento ser instável, à medida que o cabo se move na direção da força gerada, outro vórtice começa a se formar do lado oposto. Esse vórtice também se desprenderá da face do cabo a sotavento e gerará uma força no sentido oposto ao da primeira. A sequência de desprendimentos provocará a oscilação do cabo. A FIGURA 1 mostra a esteira formada pelo descolamento de vórtices em um cilindro vibrante, num fenômeno conhecido como esteira de von Kármán.

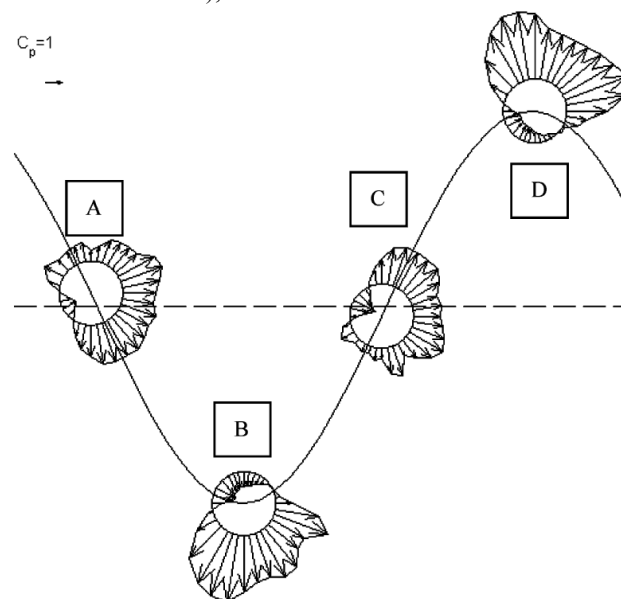
Quando a frequência de descolamento dos vórtices se aproxima de uma das frequências de ressonância do cabo, ocorre o fenômeno chamado de *lock-in*, em que a vibração se torna autoinduzida e se estabiliza em regime permanente. A FIGURA 2 ilustra o movimento resultante no cabo.

O leitor interessado em mais informações acerca do fenômeno pode consultar Diana et al. (1993), Farquharson e MacHugh Jr. (1956), Godard et al. (2011), Kraus e Hagedorn (1991), Meynen et al. (2005), Rawlins (1983) e Zasso et al. (2008).

FIGURA 1 – DESCOLAMENTO DE VÓRTICES EM UM CILINDRO VIBRANTE



FONTE: EPRI (2009).

FIGURA 2 – DISTRIBUIÇÃO DE PESSÃO EM TORNO DE UM CILINDRO OSCILANTE EM INSTANTES DE DESLOCAMENTO ZERO (PONTOS “A” E “C”) E DE DESLOCAMENTO MÁXIMO (PONTOS “B” E “D”), DEPOIS DO *LOCK-IN*

FONTE: Zasso et al. (2008).

De longe, o método mais comum de atenuação dos efeitos nocivos das vibrações eólicas em cabos de LT e LD é o do controle passivo de vibrações, por meio dos neutralizadores dinâmicos de vibração. Atualmente, encontra-se uma grande variedade de modelos de neutralizadores no mercado, desde os mais convencionais até os de tecnologia moderna, inclusive com o uso de materiais distintos dos tradicionais, como os viscoelásticos.

Entretanto, embora o projeto e a tecnologia destes dispositivos tenham evoluído significativamente com o passar dos anos, ainda são utilizadas metodologias clássicas de ensaio tanto na avaliação do desempenho dinâmico do neutralizador isoladamente quanto do sistema composto pelo cabo e pelo neutralizador. Estas metodologias de ensaio, apresentadas na IEEE Std 664-1993 – *“Guide for laboratory measurement of the power dissipation characteristics of aeolian vibration dampers for single conductors”* – e na IEC 61897-1998 – *“Overhead lines – Requirements and tests for Stockbridge type aeolian vibration dampers”* –, possibilitam a avaliação do desempenho do neutralizador apenas em termos da potência dissipada por este nas frequências de ressonância do sistema, sendo indiferentes a outros efeitos pertinentes à introdução de um neutralizador em um sistema primário.

Sabe-se que, durante as últimas décadas, o crescimento econômico e populacional, a elevação dos custos de construção de novas linhas, as mudanças regulatórias (tendo em vista não só a garantia do fornecimento, mas também questões ambientais), a introdução de novas fontes de energia (muitas vezes em locais remotos, demandando LT cada vez mais extensas) e, especificamente no caso brasileiro, o aumento do padrão de vida de boa parte da população elevaram a demanda por energia e aumentaram os custos e exigências de confiabilidade sobre as LT e LD (EPRI, 2009).

O aumento da competitividade no setor tem levado engenheiros de projeto a elevarem o nível de tração aplicada aos cabos, o que eleva a suscetibilidade das linhas a vibrações induzidas pelo vento. A introdução dos feixes de cabos tem diminuído os problemas, mas a questão ainda se encontra longe de uma solução definitiva.

Soma-se a isto a dificuldade inerente às linhas no que diz respeito ao monitoramento e detecção precoce de falhas nos cabos, devido às altas tensões elétricas envolvidas.

Assim, é cada vez mais necessário, já na fase de projeto, prover proteção confiável e eficaz às linhas quanto às vibrações eólicas, sob pena de ser necessário resolver o problema com alto custo durante a operação.

1.1 PROPOSTA

O presente trabalho propõe um novo método de ensaio e avaliação das características dinâmicas dos dispositivos de controle de vibração mais comuns em cabos aéreos do sistema elétrico, no intuito de elevar o nível de conhecimento do desempenho desses dispositivos quando de sua instalação em cabos singelos, sendo eles condutores ou para-raios.

As vantagens e desvantagens do método proposto são avaliadas à luz de comparações com os métodos de ensaio tradicionais, e com suporte de simulações do comportamento do sistema por meio do método dos elementos finitos.

1.2 ESTRUTURA DO TEXTO

Este trabalho é estruturado, em seu núcleo, em sete capítulos. No capítulo 2, apresenta-se uma revisão da literatura, que inclui uma descrição sucinta dos dispositivos mais comuns de controle de vibração em cabos condutores e uma revisão histórica do surgimento e evolução das metodologias de ensaio mais difundidas.

No capítulo 3, introduzem-se os conceitos básicos do controle de vibrações por neutralizadores dinâmicos, com ênfase no comportamento de um sistema primário quando da introdução de um sistema secundário (o neutralizador).

O capítulo 4 apresenta a modelagem do sistema composto pelo cabo e pelo neutralizador pelo método dos elementos finitos, a fim de prover suporte para os procedimentos experimentais adotados.

A metodologia de ensaio e análise, com suas justificativas e objetivos, é apresentada no capítulo 5, ao passo que, no capítulo 6, mostram-se sua implementação computacional e os procedimentos experimentais adotados em sua execução.

Finalmente, no capítulo 7 são apresentados os resultados e feitas as análises dos dados obtidos durante os ensaios. O capítulo 8 contém as conclusões, as considerações finais e as sugestões de trabalhos futuros.

2 REVISÃO DA LITERATURA

A eficácia de neutralizadores dinâmicos de vibração (ou, como por vezes são referidos, de forma inadequada, “amortecedores”) para linhas aéreas tem sido objeto de estudo desde a década de 1920. Muito também tem sido feito na previsão e medição da potência, ou energia, dissipada pelo cabo condutor apenas (ou seja, pelo amortecimento próprio, ou autoamortecimento, do condutor) em determinado vão. Desde o início, o desenvolvimento de modelos teóricos e seus respectivos métodos de ensaio para medição do amortecimento próprio de condutores tem sido acompanhado pela aplicação, em paralelo, desses mesmos métodos para a determinação das características dinâmicas dos dispositivos de controle de vibrações utilizados nas linhas.

Dentre os dispositivos de controle mais utilizados, podem-se citar os torcionais, os de impacto, os do tipo Bretelle, os do tipo festão, os espirais e os de longe mais comumente empregados, os do tipo Stockbridge e suas muitas variantes, como o 4-R, o Haro e o “*dogbone*”. De safra recente, há os neutralizadores viscoelásticos.

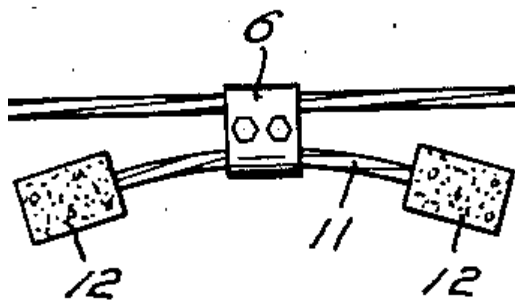
O objetivo desta seção é descrever os dispositivos de controle mais utilizados, apresentar o desenvolvimento dos métodos de ensaio mais importantes em ordem cronológica, e depois proceder a uma análise crítica das vantagens e desvantagens de cada um, dando ênfase aos métodos normatizados e aos de desenvolvimento mais recente, mesmo que ainda pouco utilizados.

2.1 DISPOSITIVOS PARA CONTROLE DE VIBRAÇÃO EM LINHAS AÉREAS DE TRANSMISSÃO

2.1.1 Neutralizadores Tipo Stockbridge

O mais comum dos dispositivos de controle evoluiu drasticamente desde sua introdução, em meados da década de 1920, quando era composto de dois pequenos blocos de concreto fixados às extremidades de um cabo de aço galvanizado de sete fios, chamado de cabo mensageiro, e apresentava apenas uma frequência de ressonância, associada à translação vertical das massas (vide FIGURA 3, na qual o grampo é indicado por “6”; o cabo mensageiro, por “11”; e as massas de concreto, por “12”).

FIGURA 3 – NEUTRALIZADOR TIPO STOCKBRIDGE ORIGINAL



FONTE: Stockbridge (1928).

Quando um exemplar de neutralizador do tipo Stockbridge é excitado em uma de suas ressonâncias, o movimento do cabo em que ele está instalado passa a ter a oposição de uma força de reação de grande magnitude, o que reduz o nível de vibração no próprio cabo. A fricção entre os fios do cabo mensageiro é o mecanismo de dissipação de energia desse dispositivo. Este é o princípio de funcionamento básico do neutralizador tipo Stockbridge.

Obviamente, quanto maiores o número de ressonâncias e o amortecimento no cabo mensageiro, maior será a capacidade do dispositivo de se opor ao movimento do cabo e de dissipar a energia vibratória, e maior será também a faixa de frequências, ou velocidades de vento, coberta pelo neutralizador. Como é muito pequeno o amortecimento proporcionado pela fricção dos fios do cabo mensageiro, a medida imediata para expansão da faixa de frequências coberta pelo neutralizador foi o aumento do número de ressonâncias de interesse, ou seja, de graus de liberdade (GDL) relevantes, do dispositivo.

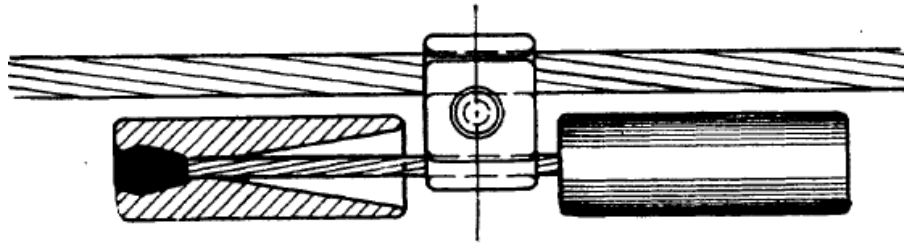
Assim, logo em 1932, Monroe e Templin introduziram um modelo com um segundo GDL, proveniente da rotação das massas em formato de “copo” em torno de seu centro de gravidade (EPRI, 2009). A FIGURA 4 mostra esse dispositivo.

A partir daí, o objetivo principal nos projetos de novos neutralizadores tipo Stockbridge foi o aumento do número de GDL do dispositivo, o que pode ser obtido a partir de uma configuração assimétrica das massas e dos trechos de cabo mensageiro.

O modelo apresentado por Claren e Diana, em 1968, o primeiro a explorar a assimetria de massas e cabo mensageiro, ficou conhecido por “4R”, devido ao fato de apresentar quatro ressonâncias. Ele é apresentado na FIGURA 5.

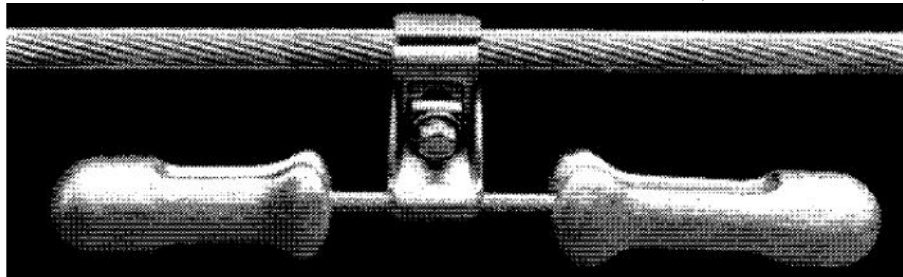
Um quinto GDL foi obtido na versão de Lauri Haro e Tapani Seppa (conhecido como neutralizador Haro) pelo uso de dois grampos e três massas, como ilustrado na FIGURA 6.

FIGURA 4 – NEUTRALIZADOR DE MONROE E TEMPLIN, DE 2 GDL



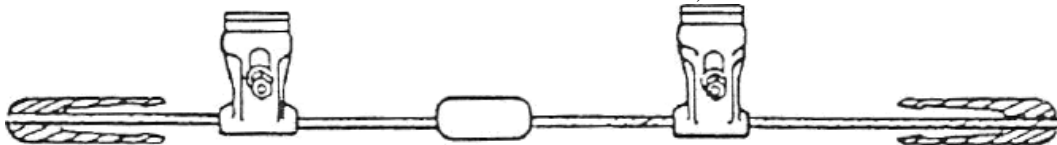
FONTE: Monroe e Templin (1932).

FIGURA 5 – NEUTRALIZADOR ASSIMÉTRICO "4R", DE 4 GDL



FONTE: EPRI (2009).

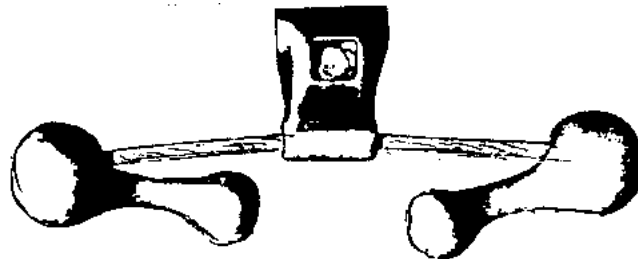
FIGURA 6 – NEUTRALIZADOR HARO, DE 5 GDL



FONTE: EPRI (2009).

O uso de massas com centro de gravidade deslocado em relação ao eixo do cabo mensageiro introduz GDL adicionais, associados à torção do cabo mensageiro. Sua introdução marcou o surgimento dos assim chamados Stockbridges torcionais, dentre os quais os mais comuns são os *dogbones*. A FIGURA 7 mostra um *dogbone* simétrico, e, portanto, com quatro GDL. Com configuração assimétrica, o dispositivo chega a ter seis GDL.

FIGURA 7 – STOCKBRIDGE TIPO DOGBONE

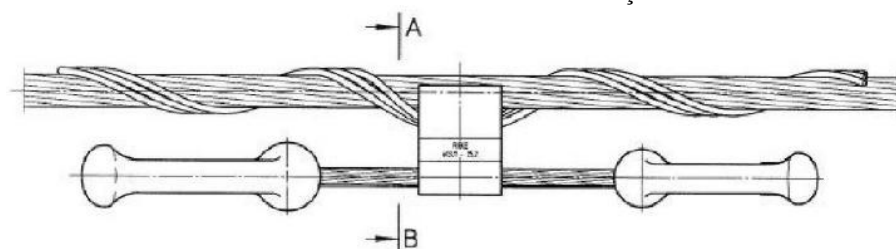


FONTE: Dulhunty (2014).

A busca por um maior amortecimento do dispositivo levou inicialmente à adoção de cabos mensageiros de dezenove fios, em substituição aos de sete, pela inclusão de uma camada externa adicional. Entretanto, o amortecimento proporcionado por tal configuração ainda é bastante reduzido, com fator de perda¹ da ordem de 10^{-3} a 10^{-2} , de acordo com Diana et al. (1987).

Outro aspecto importante para o desempenho de um Stockbridge é a massa do grampo por meio do qual ele é fixado ao cabo. Esta massa deve ter o menor valor possível, a fim de que, em altas frequências, o grampo ainda possa se mover, transferindo movimento para as massas do dispositivo (EPRI, 2009). Em casos nos quais o desempenho do neutralizador a altas frequências é importante, como no controle de vibrações em cabos para-raios, ou cabos-guarda, uma solução é substituir o grampo com parafuso por um sistema de fixação com alças pré-formadas (vide FIGURA 8), o que aumenta consideravelmente a eficiência do dispositivo nestas condições, segundo Krispin et al. (2007).

FIGURA 8 – NEUTRALIZADOR FIXADO COM ALÇAS PRÉ-FORMADAS



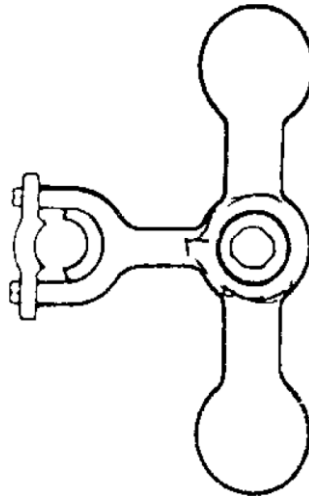
FONTE: Krispin et al. (2007).

2.1.2 Neutralizadores Torcionais

Um neutralizador torcional, também conhecido pelo nome de seu inventor, Tebo, consiste em um braço se projetando horizontalmente do condutor e preso a uma barra em formato de haltere por uma articulação que contém insertos de borracha. A intenção original do inventor era que o dispositivo causasse uma rotação do cabo condutor, ativando modos torcionais de amortecimento próprio do cabo, mas, na prática, a fonte principal de dissipação é o amortecimento introduzido pelos insertos de borracha na articulação, que se crê atuarem em cisalhamento quando o cabo vibra na vertical (EPRI, 2009). Uma ilustração do dispositivo é dada pela FIGURA 9.

¹ O fator de perda, η , compõe a parte imaginária da rigidez (no caso, EI) de um sistema considerado como tendo amortecimento histerético, ou estrutural, caso em que se pode escrever: $\bar{EI} = EI_R(1 + j\eta)$, sendo EI_R a parte real da rigidez à flexão e j a unidade imaginária, e a barra indicando grandeza complexa.

FIGURA 9 – NEUTRALIZADOR TEBO



FONTE: Dulhunty (2014).

2.1.3 Neutralizadores de Impacto

Amortecedores Elgra consistem de três massas assentadas sobre bolachas elastoméricas em torno de uma haste vertical (vide FIGURA 10). Como o elastômero é extremamente duro, há amortecimento apenas quando as massas são deslocadas, ou seja, quando a aceleração vertical excede a aceleração da gravidade (1 g) (EPRI, 2009).

2.1.4 Bretelle

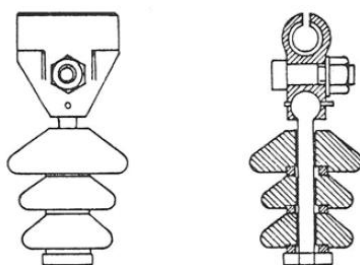
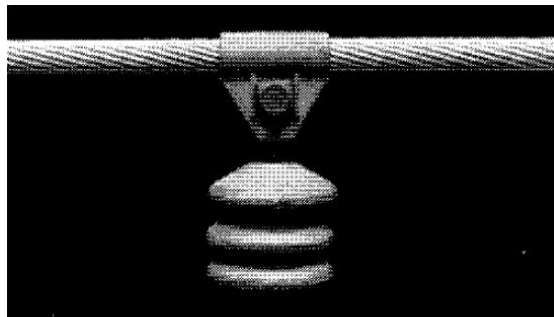
Dispositivos Bretelle são simplesmente trechos de cabo, geralmente de mesmo tipo e bitola que o condutor da linha, fixados a dois vãos adjacentes sob uma cadeia de isoladores, como ilustrado na FIGURA 11. Sua capacidade de reduzir os níveis de vibração nos vãos provavelmente se deve a estarem sob baixíssima tensão mecânica. Apesar de muito usados, especialmente na França, os Bretelle não se prestam a ensaios em laboratório, tornando difícil uma avaliação precisa de sua eficiência e comparação com outros tipos de dispositivos de controle de vibrações em linhas aéreas.

2.1.5 Festões

Em vãos extremamente longos, especialmente em ambientes frios, como sobre fiordes noruegueses, trechos de cabo são conectados um ao outro entre dois vãos adjacentes, de forma a aumentar a impedância mecânica da linha, dando origem ao que se convencionou

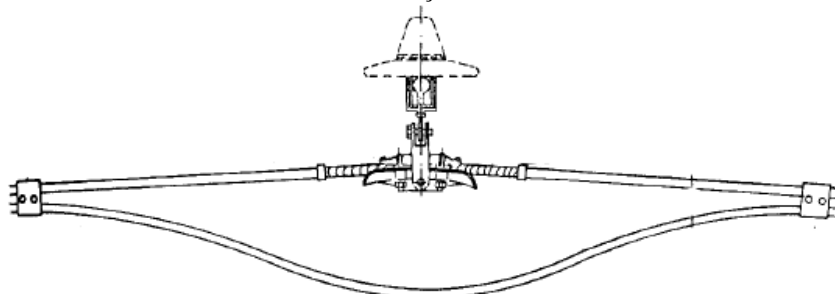
chamar *festoons* (vide FIGURA 12). Evidentemente, é também difícil ensaiar festões em laboratório e avaliar sua eficácia.

FIGURA 10 – AMORTECEDOR DE IMPACTO ELGRA



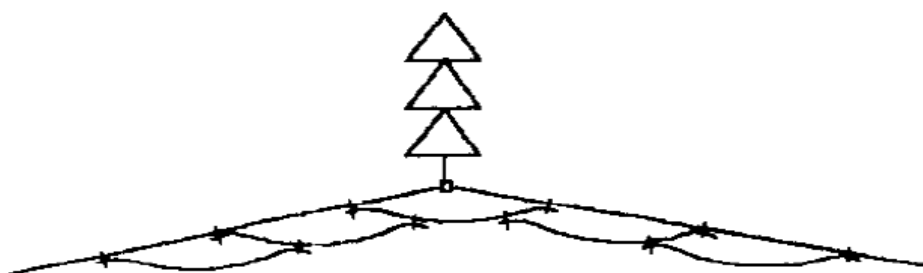
FONTE: EPRI (2009).

FIGURA 11 – ILUSTRAÇÃO DE UM BRETELLE



FONTE: EPRI (2009).

FIGURA 12 – *FESTOON* FORMADO PELA ADIÇÃO DE TRECHOS DE CABO SOB UMA CADEIA DE ISOLADORES

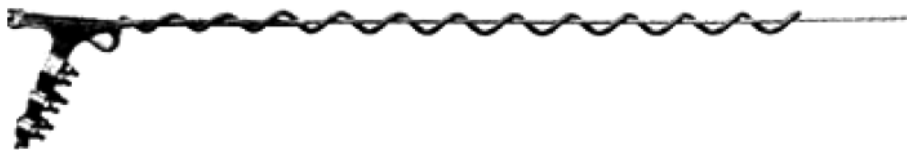


FONTE: Dulhunty (2014).

2.1.6 Neutralizadores Helicoidais de Impacto

Hélices pré-formadas de PVC (*polyvinyl chloride* – policloreto de vinila) são usadas no controle de vibrações em cabos de pequeno diâmetro, especialmente em cabos-guarda. O perfil helicoidal (vide FIGURA 13) é formado por um pequeno trecho de diâmetro interno reduzido, para fixação ao cabo, e um longo trecho de maior diâmetro interno, responsável pelo controle de vibrações à medida que o cabo ricocheteia entre os lados opostos da hélice pré-formada (EPRI, 2009).

FIGURA 13 – NEUTRALIZADOR HELICOIDAL DE IMPACTO INSTALADO EM CABO DE PEQUENO DIÂMETRO



FONTE: EPRI (2009).

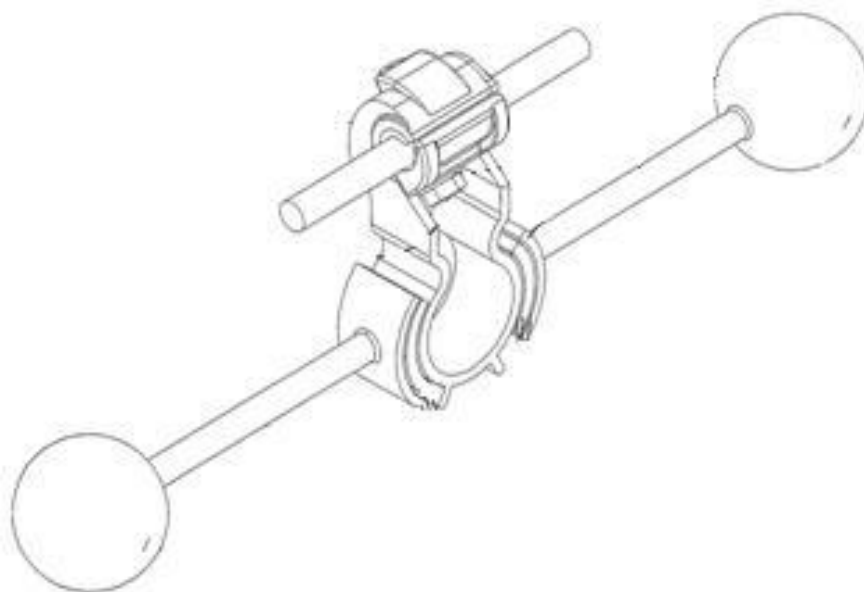
2.1.7 Neutralizadores Viscoelásticos

Recentemente, têm havido avanços na concepção dos neutralizadores para cabos aéreos por meio da utilização de materiais viscoelásticos, como a borracha butílica, como no trabalho de Bavastri et al. (2007). A FIGURA 14 ilustra um neutralizador viscoelástico simétrico, em que a dissipação de energia ocorre predominantemente nos elementos de elastômero, inseridos entre a parte central do grampo e as duas barras metálicas, em ambos os lados. Esses elementos se deformam ao cisalhamento, pelo fato de os conjuntos laterais apresentarem seus centros de percussão² no centro da parte arredondada inferior do grampo.

Este dispositivo, além de imprimir forças de reação como qualquer outro neutralizador, possui uma elevada capacidade de dissipar energia vibratória, tornando-o capaz de controlar uma banda ampla de frequências.

² Segundo Inman (2008), um pêndulo composto resulta de uma configuração de pêndulo simples quando há significativa distribuição de massa ao longo do comprimento. Um pêndulo simples pode ser descrito como uma haste sem massa, pivotada numa extremidade e com uma massa concentrada na outra. O centro de percussão de um pêndulo composto é o ponto em que se pode concentrar toda a massa do pêndulo de modo que um pêndulo simples equivalente, de mesmo período, possa ser concebido. O ponto de pivotamento (em torno do qual se dá a rotação do pêndulo) e o centro de percussão são, nesse contexto, intercambiáveis.

FIGURA 14 – NEUTRALIZADOR VISCOELÁSTICO



FONTE: Espíndola (2012).

2.2 O ESTADO DA ARTE DOS ENSAIOS EM NEUTRALIZADORES PARA LINHAS AÉREAS DE TRANSMISSÃO

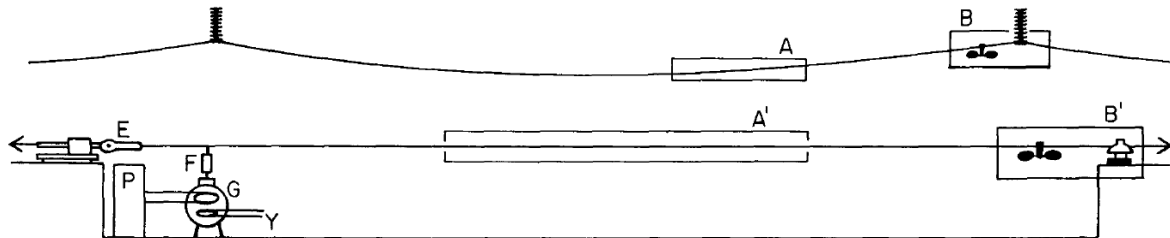
O princípio básico do qual partem os mais importantes métodos de ensaio em condutores e neutralizadores (amortecedores) é o assim chamado “princípio do balanço de energia” (*EBP – energy balance principle*), pelo qual se considera que, com o cabo vibrando em regime permanente, a totalidade da energia, ou potência, introduzida no sistema é dissipada em cada um de seus componentes, condutor e dispositivo de amortecimento, além de outras fontes de dissipação, como as terminações do vão de ensaio (ou ancoragens), o ponto de contato entre excitador e condutor e o atrito do cabo com o próprio ar.

Como explicado por Rawlins (1987), um vão de ensaio típico para avaliação das características dinâmicas de um neutralizador pode ser visto como tendo várias “portas” pelas quais a potência flui e nas quais esta pode ser medida. Tendo como base a FIGURA 15, pode-se notar que a potência elétrica é originada no amplificador de potência P e transformada em potência mecânica na bobina G do *shaker* (excitador) eletrodinâmico. Através do acoplamento F entre *shaker* e condutor, a potência é transmitida para o cabo, meio no qual se propaga na forma de ondas até o neutralizador em B' . Neste ponto, grande parte da energia é transferida para os elementos dissipativos do neutralizador.

A onda é então refletida na terminação do vão de ensaio em B' . Quando o sistema é mantido em regime permanente em uma de suas frequências de ressonância, a interferência

das ondas progressivas se aproximando e se afastando de B' forma uma sobreposição de ondas no cabo.

FIGURA 15 – CONFIGURAÇÃO DE ENSAIO TÍPICA PARA ENSAIOS DE EFICIÊNCIA E POTÊNCIA DISSIPADA EM NEUTRALIZADORES



FONTE: Rawlins (1987).

Bate (1930) aplicou o conceito de decremento logarítmico para a medição do amortecimento próprio de condutores, provendo a excitação do cabo a mão. Por este método, o cabo é levado a vibrar em regime permanente em uma das frequências de ressonância do sistema e com determinada amplitude, quando então a força de excitação é subitamente removida. A taxa de queda da amplitude do movimento dos antinós é uma função das perdas do sistema formado pelo próprio condutor, pelos dispositivos de amortecimento (se presentes) e pelas terminações do vão de ensaio. Mais detalhes sobre o assim chamado método do decremento logarítmico são dados mais adiante.

Carroll e Koontz (1936) voltaram suas atenções para a saída do amplificador P e consideraram a potência elétrica fornecida à bobina do *shaker*, medida por meio de wattímetros, igual à potência dissipada pelo condutor sob ensaio.

Na investigação dos efeitos da aplicação de dispositivos de amortecimento em cabos, **Lummis e Klopfenstein** (1950) partiram do mesmo princípio, mas estimaram a potência elétrica a partir de medições da impedância da bobina do *shaker*.

Obviamente, estes dois métodos têm a desvantagem de atribuir ao amortecimento do cabo, e/ou do sistema de amortecimento nele instalado, perdas existentes na bobina do excitador, na conexão entre *shaker* e condutor e nas terminações do vão de ensaio.

O extenso trabalho de **Tompkins, Merrill e Jones** (1956) sobre amortecimento de vibrações em linhas aéreas se tornou referência pelo desenvolvimento de alguns dos métodos de ensaio mais comumente utilizados. Partindo da analogia eletromecânica, encontraram uma expressão para o cálculo da potência dissipada entre um nó e um antinó de um condutor vibrando em regime permanente em uma de suas ressonâncias.

Os autores se utilizaram do fato de que o problema da vibração de um condutor, com rigidez à flexão e resistência do ar desprezíveis, é análogo ao problema da transmissão de energia elétrica em uma linha com propriedades elétricas constantes (abordagem semelhante à de Lummis e Klopfenstein (1950)).

Para o caso de uma linha sem perdas elétricas, a potência elétrica transmitida para a terminação pode ser expressa por

$$P_{el} = P_{el,m\acute{a}x} \frac{I_{m\acute{i}n}}{I_{m\acute{a}x}} = \frac{I_{m\acute{a}x}^2}{2} Z_0 \frac{I_{m\acute{i}n}}{I_{m\acute{a}x}}, \quad (1)$$

onde

$P_{el,m\acute{a}x}$ é a máxima potência elétrica que pode ser transmitida à terminação da linha;

$I_{m\acute{i}n}$ e $I_{m\acute{a}x}$ são os valores da amplitude da corrente elétrica em um nó e em um antinó, respectivamente; e

Z_0 , a impedância elétrica característica da linha.

Essa impedância é fornecida, para uma linha sem perdas e sem condutância ao solo, por

$$Z_0 = \sqrt{L/C}, \quad (2)$$

onde

L é a indutância por unidade de comprimento; e

C é a capacitância por unidade de comprimento do condutor.

Na analogia eletromecânica, a corrente I é análoga à velocidade vertical V em qualquer ponto do condutor; a indutância L é análoga à massa por unidade de comprimento do cabo, m ; e a capacitância C é o inverso da tração no condutor, N . A razão $I_{m\acute{i}n}/I_{m\acute{a}x}$, sendo a razão entre duas velocidades, é também a razão entre dois deslocamentos.

Substituindo as grandezas elétricas por suas análogas mecânicas, obtém-se, a partir das Equações (1) e (2), a expressão para o cálculo da potência mecânica dissipada, qual seja

$$P = \sqrt{Nm} \frac{V_a^2}{2} \frac{a}{V_0}, \quad (3)$$

onde

$\sqrt{Nm} = Z$ é a impedância mecânica característica do condutor (sendo m a massa por unidade de comprimento do cabo e N a tração a ele aplicada);

V_a é a amplitude da velocidade em um antinó; e

a e Y_0 são a faixa³ de deslocamento em um nó e em um antinó, respectivamente.

A Equação (3), quando aplicada a dois “*loops*” (metades de um comprimento de onda) de um condutor, sem neutralizador e vibrando em uma de suas frequências de ressonância, fornece a potência dissipada no respectivo trecho do cabo. Quando aplicada a um *loop* próximo a um neutralizador instalado no cabo, fornece a potência dissipada pelo dispositivo de amortecimento, incluindo a potência dissipada pela ancoragem e a potência dissipada pelo condutor naquele trecho, considerada desprezável em comparação com a potência dissipada pelo neutralizador.

A razão a/Y_0 é definida como a razão inversa da onda estacionária (*ISWR – inverse standing wave ratio*) e é considerada, em ensaios com a presença de um neutralizador instalado no cabo, como a eficiência e do dispositivo de amortecimento. Além disso, pela Equação (1), a ISWR é também a razão entre a potência realmente transmitida e a máxima potência possível de ser transmitida por um condutor idealizado em vibração.

No caso de condutor e ancoragens ideais (ou seja, sem perdas), as ondas progredindo em direção a B' interfeririam com as ondas perfeitamente refletidas neste mesmo ponto e formariam ondas estacionárias perfeitas, cujos nós estariam totalmente em repouso, e a ISWR seria nula.

Para um condutor perfeitamente amortecido (com neutralizador operando em condições ótimas, ou seja, cuja impedância seja exatamente igual à impedância característica do cabo, Z), não haveria formação de ondas estacionárias (ou seja, não haveria reflexão em B'), a amplitude do deslocamento dos nós seria exatamente igual à dos antinós e a ISWR seria igual à unidade.

Em ensaios reais, as amplitudes de deslocamento dos nós e antinós são, respectivamente, a diferença e a soma das amplitudes de cada onda, incidente e refletida, em B' . Tompkins, Merrill e Jones observaram ainda que, na prática, a amplitude do deslocamento dos antinós diminui ligeiramente ao longo do condutor à medida que se percorre o vão de ensaio do ponto F ao ponto B' da FIGURA 15, devido ao amortecimento do cabo.

No desenvolvimento da Equação (3), foram desprezados os efeitos da rigidez do cabo, as perdas ao longo do comprimento deste (ou seja, ignorou-se que o deslocamento dos antinós diminui do ponto F ao ponto B') e a resistência imposta pelo atrito com o ar (análoga à condutância ao solo).

³ Neste trabalho, usam-se os termos “amplitude” e “faixa” de uma grandeza em seu significado matemático exato, por vezes denominados no meio “amplitude pico simples” e “amplitude pico a pico”.

Tompkins, Merrill e Jones verificaram os resultados de potência dissipada em condutores, obtidos com o uso da Equação (3) – o que ficaria conhecido como “método ISWR” – com os obtidos por outros dois métodos. Um deles foi semelhante ao adotado por Carroll e Koontz (1936), enquanto o outro faz parte de uma classe de métodos conhecidos por “métodos da potência”.

Nos métodos da potência, a “porta” na qual se mede a potência é o acoplamento F entre *shaker* e condutor. Ainda nesse trabalho de 1956, Tompkins et al. usaram um *strain gage* para obter um sinal representando a força transmitida pelo acoplamento, e um dispositivo eletromagnético na bobina do *shaker* para gerar um sinal proporcional à velocidade do movimento do acoplamento. Um wattímetro alimentado por esses sinais determinava a potência mecânica fornecida ao condutor, segundo Rawlins (1987), a qual, pelo princípio do balanço de energia, é igual à potência dissipada no vão de ensaio.

Além disso, os autores investigaram as características dinâmicas de neutralizadores tipo Stockbridge por meio de medições de força, velocidade e ângulo de fase entre estas grandezas com o dispositivo instalado diretamente em um *shaker*, o que ficaria conhecido por “método direto”, ou “método da resposta forçada”.

Slethi e Huse (1965) aplicaram o método do decremento logarítmico para obtenção das características dinâmicas do cabo com e sem neutralizador. Eles usaram um *shaker* para prover a excitação ao condutor, fazendo a remoção da força de excitação pela quebra do acoplamento entre excitador e cabo com uso de um fusível. Mostra-se que a curva de decremento da amplitude de vibração nos antinós do condutor, assumida inicialmente como uma simples exponencial decrescente, na verdade apresenta degraus, tanto mais evidentes quanto maior o amortecimento do sistema.

Os autores atribuíram os degraus às reflexões das ondas nos pontos E e B' da FIGURA 15 e também a transientes oriundos do desacoplamento entre o *shaker* e o condutor. Claramente, quanto maiores a massa e o atrito da parte móvel do excitador, mais visíveis esses transientes.

Lampio (1966) empregou o método da potência, mas determinou a força pela corrente da bobina do *shaker* e a velocidade, por um dispositivo eletromagnético similar ao de Tompkins et al. (1956).

Hard e Holben (1967) aperfeiçoaram o método do decremento logarítmico, utilizando sistema de desacoplamento entre excitador e condutor semelhante ao de Slethi e Huse (1965). Eles foram os primeiros a descrever em detalhes movimentos circulares e elípticos observados em determinados modos de vibrar de alguns condutores (fenômeno que

resulta em curvas de decaimento de aparência incomum), posicionando dois acelerômetros no cabo, um com eixo orientado na vertical e outro, na horizontal. São descritos também outros dois tipos de formato da curva do decaimento, um deles sendo a típica exponencial decrescente esperada, ao passo que o outro apresenta um degrau no momento do desacoplamento do sistema de excitação, sucedido pela curva exponencial.

Os autores reconheceram que o trecho de cabo entre o excitador e a extremidade mais próxima do vão (pontos *F* e *E* da FIGURA 15, respectivamente) pode ficar praticamente em repouso durante o período anterior ao desacoplamento. O desacoplamento causa, então, um pequeno aumento no comprimento do vão de ensaio, provocando o surgimento de uma onda progressiva e uma mudança de frequência, o que explicaria o surgimento do degrau antes da exponencial.

Outras observações importantes são que há uma tendência maior de surgimento do degrau inicial, mesmo em sistemas levemente amortecidos, quando a amplitude de deslocamento inicial é grande e que, por vezes, o condutor apresenta tendência de girar em torno de seu eixo durante o decaimento do movimento. Esses fenômenos tendem a introduzir erros nas medições do decremento logarítmico e nas estimativas da potência dissipada.

O decremento logarítmico δ é definido como o logaritmo natural da razão entre as amplitudes de deslocamento de n ciclos de vibração sucessivos, ou seja

$$\delta = \frac{1}{n} \ln \frac{A_0}{A_n}, \quad (4)$$

onde

n é o número de ciclos de vibração registrados durante o decaimento;

A_0 é a amplitude de deslocamento de um antinó antes do desacoplamento entre *shaker* e condutor; e

A_n é a amplitude de deslocamento do mesmo antinó após n ciclos.

A expressão para o cálculo da potência dissipada no vão de ensaio foi obtida por Hard e Holben a partir da resolução da equação da corda (ou seja, desprezando-se a rigidez à flexão do condutor) pelo método da separação de variáveis, com condições de contorno de primeira ordem (deslocamentos nas extremidades) nulas, fornecendo

$$P = 2\pi^2 f^3 m l A_0^2 \delta, \quad (5)$$

onde

f é a frequência de excitação;

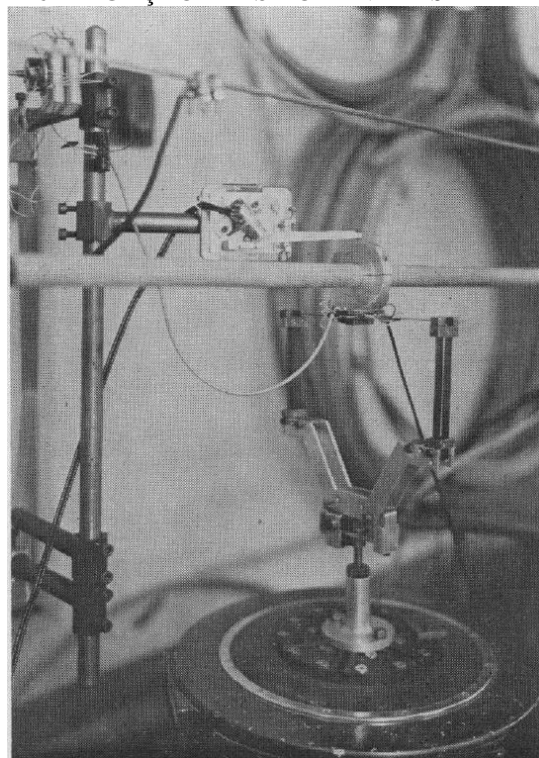
l é o comprimento do vão de ensaio; e

m é a massa por unidade de comprimento do cabo.

Uma análise crítica deste método é feita no item 2.3.1.3.

Claren e Diana (1969) desenvolveram um dispositivo elástico para fazer a ligação entre o *shaker* e o condutor (vide FIGURA 16), a fim de praticamente eliminar as distorções provocadas pela influência da massa da parte móvel do excitador nas frequências de ressonância e nos modos de vibrar do cabo. O dispositivo – a saber, uma “mola” na forma de uma barra metálica fina – filtra o sinal de excitação antes de este chegar ao cabo, e tem a vantagem adicional de aumentar a amplitude máxima a que o *shaker* é capaz de excitar o condutor.

FIGURA 16 – LIGAÇÃO ELÁSTICA ENTRE *SHAKER* E CABO



FONTE: Claren e Diana (1969).

Os autores determinaram a energia dissipada pelo amortecimento próprio de cabos a partir de *loops* de histerese formados pelos sinais de força e deslocamento obtidos no ponto de aplicação da excitação. A força aplicada ao cabo foi obtida a partir do sinal de *strain gages* instalados na própria barra elástica do dispositivo de acoplamento e o deslocamento, a partir de sensores indutivos. Os resultados foram idênticos aos obtidos com a aplicação do método do decremento sem o desacoplamento entre *shaker* e condutor, procedimento justificado pelo fato de o novo dispositivo elástico praticamente eliminar a influência do excitador na vibração do cabo.

Claren e Diana também ampliaram a pesquisa sobre as características dinâmicas de neutralizadores tipo Stockbridge, utilizando, entre outros, métodos de ensaio semelhantes aos já empregados por outros pesquisadores, como Tompkins et al. (1956).

A **IEEE Std 563 - *Guide on conductor self-damping measurements*** (1978) é uma tentativa de padronizar as medições das características de dissipação de energia pelo amortecimento próprio dos condutores. A norma propõe apenas dois métodos de ensaio, o da potência e o ISWR. A exclusão do método do decremento logarítmico é justificada pelo fato de ser este fortemente afetado por qualquer distúrbio oriundo do desacoplamento entre o sistema de excitação e o cabo.

Mais do que comparar métodos, a norma objetiva fornecer instruções detalhadas sobre a configuração do vão de ensaio e, principalmente, sobre como reduzir as perdas de energia nas terminações do cabo, especialmente críticas para o método da potência. Uma das propostas é fixar o condutor à terminação por meio de um membro flexível, como uma pequena viga chata, mas este procedimento tem a desvantagem de incluir a própria viga no vão de ensaio.

Diana et al. (1987) usaram a constante de amortecimento modal ζ , bastante utilizada em outras áreas da engenharia e definida como a razão entre o amortecimento medido e o amortecimento crítico do sistema, a fim de relacionar o amortecimento medido em laboratório ao amortecimento no vão real. Definiram também um valor de amortecimento limite como o valor de ζ computado para amplitudes de vibração do condutor correspondentes ao nível máximo de deformações do cabo aceito por algumas especificações: 150 μs (“microstrain” – $\mu\text{m/m}$ ou 10^{-6} m/m) nos grampos de suspensão e 100 μs no grampo do neutralizador.

Na determinação do valor de ζ de neutralizadores, os autores empregaram, além do método da potência, o método modal, que consiste em excitar o sistema em um ponto genérico s do cabo e proceder a uma varredura de frequências em toda a faixa de interesse, enquanto se fazem medições de deslocamento, velocidade ou aceleração da componente harmônica da frequência [circular] de excitação ω ($= 2\pi f$) num ponto k . A razão entre a grandeza medida no ponto k e a força medida no ponto s ao longo da faixa de frequências de interesse resulta na função transferência $H_{ks}(k, s, \omega)$, que permite o cálculo de ζ por

$$\zeta = (1/\omega_r) / \left(\frac{d\varphi}{d\omega} \right)_{\omega=\omega_r}, \quad (6)$$

onde

ω_r são as frequências de ressonância do sistema; e

φ é o ângulo de fase entre os sinais da força e da grandeza medida no ponto k .

Ainda nesse trabalho, no método da potência foram utilizados três acelerômetros posicionados aproximadamente no meio do vão, a cerca de um metro de distância um do outro, a fim de poder aproximar a amplitude do antinó por meio de uma interpolação na forma da seguinte equação:

$$Y_0 = 2[\bar{M}sen(\gamma_n x) + \bar{N}cos(\gamma_n x)], \quad (7)$$

onde

\bar{M} e \bar{N} são constantes complexas;

x é a posição ao longo do vão de ensaio; e

γ_n é obtido de

$$\gamma_n = \omega_n \sqrt{\frac{m}{N}} \sqrt{1 + \left(\frac{n\pi}{l}\right)^2 EI/N}, \quad (8)$$

onde

ω_n são as frequências naturais do sistema;

n é o número do modo de vibrar correspondente a ω_n ; e

EI é a rigidez à flexão do condutor.

Recorde-se que

m é a massa por unidade de comprimento do cabo;

N é a tração aplicada ao cabo; e

l é o comprimento do vão de ensaio.

A energia introduzida em um ciclo no vão de ensaio é dada por

$$E_{in} = \pi F \mu_f sen(\theta_d), \quad (9)$$

onde

F é a amplitude da força exercida pelo *shaker* no cabo;

μ_f é a amplitude do deslocamento no ponto de excitação; e

θ_d é o ângulo de fase entre os sinais de força e deslocamento.

Pelo princípio do balanço de energia, a constante de amortecimento modal ζ é dada por

$$\zeta = \frac{1}{4\pi} \frac{E_{in}}{E_{k,máx}}, \quad (10)$$

onde

E_{in} , a energia introduzida no sistema em um ciclo, é igual a E_{ds} , a energia dissipada pelo sistema no ciclo; e

$E_{k,m\acute{a}x}$, a energia cinética máxima do sistema composto pelo cabo e pelo neutralizador, pode ser avaliada aproximadamente por

$$E_{k,m\acute{a}x} = \frac{1}{4} m l \omega^2 Y_0^2. \quad (11)$$

Segundo os autores, os resultados obtidos pelos métodos modal e da potência foram muito próximos.

Na determinação do amortecimento próprio dos condutores, ζ_c , os autores empregaram, além do método da potência, o método do decremento logarítmico, fazendo uso do mesmo dispositivo elástico de acoplamento entre excitador e condutor de Claren e Diana (1969). Desta forma, a conexão *shaker*-condutor não foi quebrada durante o decaimento do movimento.

A razão de amortecimento modal do condutor apenas pelo método do decremento logarítmico (os autores nada comentam a respeito de qual modo é considerado) é dado por

$$\zeta_c = \frac{\delta}{2\pi}. \quad (12)$$

Subtraindo os valores de ζ_c dos ζ , ambos obtidos pelo método da potência, foram obtidos os amortecimentos modais do neutralizador apenas, ζ_d , ou seja,

$$\zeta_d = \zeta - \zeta_c. \quad (13)$$

Considera-se, assim, que o amortecimento medido no método da potência (ou no método modal) é a soma das contribuições do amortecimento do neutralizador, ζ_d (da ordem de 10^{-3}), apenas e do amortecimento devido ao condutor, ζ_c , apenas, de modo que

$$\zeta = \zeta_c + \zeta_d = \zeta_c + \frac{1}{4\pi} \frac{E_{dd}}{E_{k,m\acute{a}x}}, \quad (14)$$

onde

E_{dd} é a energia dissipada pelo neutralizador; e

$E_{k,m\acute{a}x}$ é calculada, nos ensaios com e sem neutralizador, com a amplitude obtida pelas Equações (7) e (8).

Os autores comentam que, embora E_{dd} e ζ_c não sejam dependentes do comprimento do vão de ensaio, $E_{k,m\acute{a}x}$ é diretamente proporcional a este (vide Equação (11)). Desta forma, a fim de relacionar o amortecimento obtido em laboratório ao do vão real, faz-se uso de

$$\zeta_{re} = \zeta_c + \zeta_d(l/l_{re}), \quad (15)$$

onde ζ_{re} e l_{re} são o amortecimento e o comprimento no vão real.

Ainda nesse trabalho, representando o condutor como uma viga de Euler-Bernoulli axialmente tensionada, os autores calcularam as amplitudes de vibração antinodais do cabo correspondentes às máximas deformações nos grampos de suspensão do condutor, obtendo assim a amplitude limite de vibração $Y_{0,lim}$ em função da frequência f de excitação. Entretanto, são omitidas informações sobre o valor da rigidez à flexão do cabo (EI) usado nos cálculos (esta grandeza varia numa ampla faixa de valores dependendo da amplitude do deslocamento imposto ao cabo e da frequência).

Com o cabo vibrando em regime permanente nessas amplitudes limite de vibração, a energia dissipada pelo cabo deve ser igual à energia introduzida pelo vento. Chega-se, assim, a

$$\zeta_{lim} = \frac{1}{4\pi} \left(\frac{E_{w,lim}}{E_{k,lim}} \right), \quad (16)$$

onde

ζ_{lim} é o amortecimento modal limite para que não ocorra fadiga no cabo;

$E_{w,lim}$ é a energia introduzida pelo vento, calculada a partir de relações determinadas por Farquharson e McHugh Jr. (1956); e

$E_{k,lim}$ é o valor de $E_{k,máx}$ calculado com a amplitude limite de vibração.

A comparação entre as Equações (15) e (16) permite determinar se o sistema está suficientemente amortecido para um vão real especificado, ressonância por ressonância, em toda a faixa de frequências de interesse.

Embora os autores tenham feito avanços com relação ao método da potência, eliminando a necessidade de realocar os transdutores a cada nova frequência de ressonância, este método continua atribuindo ao neutralizador a potência dissipada pelas ancoragens do vão de ensaio e pela conexão entre excitador e condutor.

Rawlins (1987) partiu da equação da onda em uma corda,

$$Ny'' = m\ddot{y}, \quad (17)$$

onde

y é a amplitude do deslocamento do cabo, em qualquer coordenada x ; e

as linhas e os pontos indicam derivadas em relação à coordenada espacial x e à coordenada temporal t , respectivamente.

Considerando, então, a separação de duas ondas, cada uma se propagando no cabo em um sentido, tal que

$$y_1 = w_1(t - x/c_p) \quad \text{e} \quad y_2 = w_2(t + x/c_p), \quad (18)$$

onde

os índices 1 e 2 designam as duas ondas;

c_p é a velocidade de propagação da onda no cabo; e

w_1 e w_2 são funções que descrevem os formatos das ondas se propagando em ambos os sentidos, dadas por

$$w_1\left(t - \frac{x}{c_p}\right) = (y - c_p I_s)/2 \quad \text{e} \quad w_2\left(t + \frac{x}{c_p}\right) = (y + c_p I_s)/2, \quad (19)$$

onde I_s é a integral no tempo da inclinação y' do cabo, obtida pela integração no tempo da diferença entre os sinais de velocidade adquiridos em dois pontos quaisquer do cabo, de modo que

$$I_s = \int (v_1 - v_2) dt, \quad (20)$$

onde v_1 e v_2 são as velocidades adquiridas em dois pontos quaisquer do condutor.

Na Equação (20), especula-se que se deva dividir o integrando pela distância entre os dois pontos de medição.

Considerando que as ondas, no ensaio em laboratório, são de caráter monotônico (ou seja, compostas por senos puros ou praticamente puros), pode-se escrever

$$w_1 = A \cos\left(t - \frac{x}{c}\right) \quad \text{e} \quad w_2 = B \cos\left(t + \frac{x}{c}\right), \quad (21)$$

onde A e B são as amplitudes das duas ondas.

Em regime permanente, as ondas w_1 e w_2 se combinam para formar um padrão de ondas estacionárias, com faixas de deslocamento antinodal, Y_0 , e nodal, a , dados por

$$Y_0 = 2(A + B) \quad \text{e} \quad a = 2(A - B). \quad (22)$$

As grandezas Y_0 e a são precisamente as medidas no método ISWR.

De acordo com Rawlins (1958), as potências das ondas A e B são calculadas por

$$P_a = \frac{1}{2}Z\omega^2 A^2 \quad \text{e} \quad P_b = \frac{1}{2}Z\omega^2 B^2. \quad (23)$$

Este método é denominado por Rawlins de “DEAM” – *damping efficiency amplitude measurement*. Ele permite a obtenção das mesmas grandezas medidas no método ISWR, com a vantagem de não ser necessária a realocação dos instrumentos de medição a cada nova frequência.

Semelhantemente ao ISWR, medições de eficiência e potência dissipada de neutralizadores são feitas em pontos próximos a este.

Para levar em conta os efeitos da rigidez à flexão EI do cabo, Rawlins corrige a velocidade da onda c_p pela equação

$$c_p = c_0 + \theta\omega^2, \quad (24)$$

onde

c_0 é a velocidade da onda a uma frequência inicial baixa; e

o coeficiente θ é determinado pela própria Equação (24), medindo a velocidade c em diferentes frequências, com comprimentos de onda conhecidos.

O método DEAM tem a vantagem de ser de execução muito mais prática e rápida que o ISWR. Além disso, ele não atribui ao amortecimento do condutor ou do neutralizador sendo ensaiado perdas mecânicas importantes, como as presentes nas terminações do vão de ensaio. Entretanto, como o próprio autor reconhece, este método é inerentemente menos preciso que o ISWR, visto que faz uso de somas e diferenças de sinais (Equações (22)), em vez de medições diretas das grandezas envolvidas (I_s , por exemplo, é a inclinação média entre os dois pontos de medição). Além disso, o uso do método DEAM exige a execução de outro procedimento experimental para a determinação da constante θ da Equação (24).

A **IEEE Std 664 – Guide for laboratory measurement of the power dissipation characteristics of aeolian vibration dampers for single conductors** (1993) apresenta os equipamentos, procedimentos e precisões de medição e controle necessários para a aplicação dos métodos de ensaio mais comuns de determinação das características dinâmicas de dispositivos de amortecimento, incluindo uma breve análise das vantagens e desvantagens de cada metodologia descrita.

Em ensaios com o neutralizador instalado no condutor (métodos ISWR, da potência e do decremento logarítmico), a configuração de ensaio deve ser a representada na FIGURA 15, sendo as medidas feitas com amplitude de velocidade antinodal constante e igual a 200 mm/s. A fim de evitar erros de medida decorrentes da influência do *shaker* no formato da onda, a

norma recomenda que a distância entre o excitador e a ancoragem mais próxima (pontos F e E) seja menor que o comprimento do *loop* correspondente à mais alta frequência de ressonância do ensaio. O não atendimento deste requisito pode introduzir maiores incertezas em medidas tomadas a altas frequências, especialmente em ensaios em condutores de pequenos diâmetros e cabos ópticos.

Outra recomendação é que as medidas sejam feitas com a presença de, no mínimo, dois *loops* livres (*loops* não adjacentes ao *shaker* ou ao neutralizador) para ensaios pelos métodos da potência e do decremento logarítmico e de três *loops* livres para ensaios pelo método ISWR, a fim de evitar distorções na forma de onda causadas pela proximidade com o excitador e com o neutralizador. Esta exigência pode fazer com que ensaios em cabos de grande bitola sejam iniciados a frequências mais altas, reduzindo a faixa de frequências contemplada. Adicionalmente, a IEEE 664 também recomenda a adoção de uma conexão flexível entre o excitador e o cabo, tal como descrito por Claren e Diana (1969).

A norma também estabelece que, a fim de minimizar perdas nas ancoragens, estas devem ser feitas com grampos rígidos, não articulados, da maior rigidez possível; que o preparo das amostras de cabo para os ensaios deve ser tal que evite a criação de qualquer folga entre os fios; que a amostra deve ser mantida tracionada à maior tração de ensaio por, no mínimo, doze horas, antes do início dos ensaios; e que os ensaios sejam feitos em um ambiente no qual a temperatura possa ser controlada com tolerância máxima de 1 °C, a fim de manter a tração estável com tolerância de 0,5% da RMC (resistência mecânica calculada) do cabo, em torno da tração nominal de ensaio.

Os ensaios devem cobrir a faixa de frequências correspondentes a velocidades de vento de 1 a 7 m/s. A relação entre velocidade de vento e frequência de excitação é dada pela relação de Strouhal, em que

$$f = 0,185 \frac{V_w}{D}, \quad (25)$$

sendo

V_w a velocidade do vento; e

D o diâmetro do condutor.

Com relação à determinação das ressonâncias, a norma diferencia dois diferentes tipos de ressonância: as ressonâncias do vão, sem a influência do *shaker* na forma de onda, ou seja, tendo todos os *loops* comprimentos aproximadamente iguais; e as ressonâncias do sistema, nas quais há influência do excitador, que encurta o *loop* em que se encontra e torna os outros *loops* proporcionalmente maiores.

A determinação das ressonâncias do vão se dá a partir da medição do ângulo de fase entre os sinais de força e velocidade, que dever ser estável em, ou próximo de, 0° . As ressonâncias do sistema são determinadas com uso de um *shaker* modal, ajustando a frequência de modo que seja necessária a menor potência de excitação para a velocidade antinodal desejada. As ressonâncias do sistema devem ser usadas apenas em caso de ensaio pelo método do decremento logarítmico com uso de *shaker* modal. As do vão são usadas em todos os outros ensaios.

A IEEE 664 elenca alguns cuidados necessários para o correto uso do método da potência, como a filtragem dos sinais de força e velocidade e a verificação dos transdutores com relação à linearidade e ao ângulo de fase dos sinais lidos.

O método direto, exclusivo para neutralizadores tipo Stockbridge, exige a realização de um procedimento prévio para a estimativa da dissipação devida aos dispositivos de fixação e células de carga, de forma que esta possa ser subtraída dos resultados finais. Neste procedimento, o neutralizador é instalado em um dispositivo de fixação com uma barra cilíndrica rígida, cujo diâmetro se encontra na faixa de bitolas de cabo para a qual o neutralizador foi projetado. Esse dispositivo de fixação é conectado diretamente ao *shaker*. O neutralizador geralmente fica de cabeça para baixo, e o ensaio é realizado com amplitude de velocidade no *shaker* constante e igual a 100 mm/s. Apesar de comentar sobre a importância da taxa de varredura para este método, que deve ser suficientemente pequena para que o neutralizador alcance um estado quase-estático, a norma não estabelece um limite máximo para o parâmetro.

Nos métodos direto e da potência, a potência dissipada é dada por

$$P = \frac{1}{2} F V_s \cos(\theta_v), \quad (26)$$

sendo F a amplitude da força exercida pelo *shaker* no cabo, V_s a velocidade medida no *shaker* e θ_v o ângulo de fase entre força e velocidade.

Schmidt et al. (1996) compararam os diversos métodos de medição da potência dissipada por neutralizadores tipo Stockbridge, além de propor um novo método, denominado “método da separação de ondas” (WSM – *wave separation method*). Semelhante em conceito ao método DEAM, o WSM foi inicialmente descrito por Halkyard e Mace (1995) para determinar o fluxo de potência mecânica em vigas vibrantes, por meio da separação das amplitudes de trens de onda se propagando em sentidos opostos ao longo da viga.

Diferentemente de Rawlins (1987), a separação de ondas é feita a partir da expressão complexa para o deslocamento ao longo do condutor, de modo que

$$\bar{y}_1 = \bar{y}(x_1) = \bar{M}e^{-jkx_1} + \bar{N}e^{jkx_1}, \quad (27)$$

$$\bar{y}_2 = \bar{y}(x_2) = \bar{M}e^{-jkx_2} + \bar{N}e^{jkx_2},$$

onde

as barras superiores denotam quantidades complexas;

y_1 e y_2 são as amplitudes dos deslocamentos medidos nos pontos x_1 e x_2 do cabo, respectivamente;

\bar{M} e \bar{N} são as amplitudes das ondas se propagando nos sentidos positivo e negativo do eixo x , respectivamente;

j é o número imaginário puro ($\sqrt{-1}$); e

k é o número de onda, definido por

$$k = k_0 \left(1 + \frac{1}{2} k_0^2 \lambda^2 \right), \quad (28)$$

sendo $k_0 = \omega/c_p$ e λ um parâmetro que pode ser determinado experimentalmente pela medição do comprimento de onda em várias frequências (os autores omitem informações sobre este procedimento experimental).

As amplitudes complexas dos deslocamentos das ondas se propagando em ambos os sentidos do eixo x são dadas pela solução da Equação (27), resultando em

$$\begin{aligned} \bar{M} &= \frac{1}{2\text{sen}(kd)} (\bar{y}_1 e^{jkd} - \bar{y}_2) \\ \bar{N} &= \frac{1}{2\text{sen}(kd)} (-\bar{y}_1 e^{-jkd} + \bar{y}_2) \end{aligned} \quad (29)$$

onde $d = x_2 - x_1$ é a distância entre os dois pontos de medição.

Os autores comentam que, na prática, a distância d é escolhida de forma que o seno de kd seja aproximadamente igual à unidade, a fim de evitar erros numéricos. Desta forma, apesar de o método da separação de ondas permitir que as medidas sejam tomadas em qualquer ponto do cabo, ele não elimina a necessidade de realocação dos transdutores a cada nova frequência de ressonância do sistema. A vantagem do método se resume à eliminação da necessidade de se determinar os nós e antinós em cada frequência de ressonância.

Além de propor o WSM, os autores compararam dados de ensaios obtidos pelos métodos baseados no vão de ensaio (ISWR e da potência) com dados de ensaios pelo método direto. Como explicado em Tompkins et al. (1956), a potência efetivamente medida nos

métodos baseados no vão é a potência dissipada na terminação do vão de ensaio, constituída pela soma das potências dissipadas pelo neutralizador, pelo trecho de cabo entre neutralizador e ancoragem e pela ancoragem em si (vide FIGURA 15). Em termos de impedância mecânica, desprezando a potência dissipada na ancoragem,

$$Z_e = Z_d + Z_s, \quad (30)$$

sendo

Z_e a impedância da terminação;

Z_d , a impedância do neutralizador; e

Z_s , a impedância do trecho de cabo entre neutralizador e ancoragem.

A potência medida em ensaios pelo método direto é, entretanto, a potência efetivamente dissipada pelo neutralizador apenas, cuja impedância associada é dada por

$$Z_d = F/v_d, \quad (31)$$

onde

F é a amplitude da força exercida pelo *shaker* no neutralizador; e

v_d é a velocidade no grampo do neutralizador.

Como os ensaios pelos métodos baseados no vão são realizados com velocidade de antinó constante, ao passo que os ensaios pelo método direto são realizados com velocidade do grampo do neutralizador constante, Schmidt et al. desenvolveram expressões para relacionar a amplitude da velocidade em um antinó do condutor à amplitude da velocidade do grampo do neutralizador. A partir das referidas expressões e de estimativas do valor do termo Z_s da Equação (30), os autores calcularam o valor da potência dissipada que teria sido obtido em um ensaio no vão experimental a partir apenas de um ensaio pelo método direto.

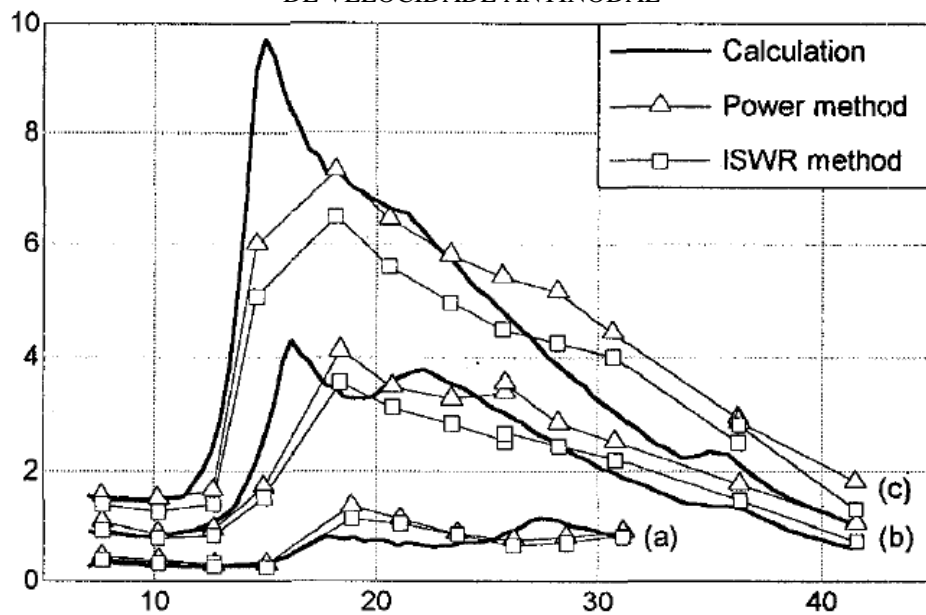
A FIGURA 17 apresenta a comparação dos resultados de ensaios pelos métodos ISWR (“*ISWR method*”) e da potência (“*Power method*”) com os obtidos pelo procedimento acima descrito (“*Calculation*”).

A FIGURA 18 é um exemplo das grandes divergências entre os resultados obtidos em ensaios pelos diversos métodos adotados (direto – “*Damper on shaker*”, da potência – “*Power method*”, WSM – “*Wave separation*”, e pelo procedimento descrito anteriormente – “*Calculation*”).

Uma importante observação é que foi constatada por Schidt et al. (1996), ao término dos ensaios, uma alteração significativa nos valores observados das frequências de ressonância do neutralizador ensaiado em relação aos medidos antes do início da campanha

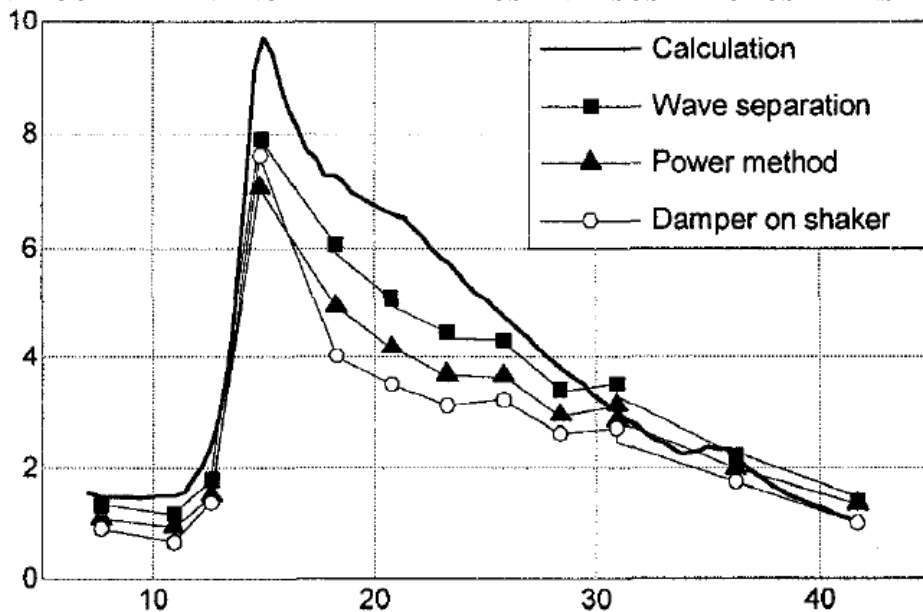
experimental, o que sugere que os valores de velocidade antinodal recomendados pelas normas podem ser suficientemente grandes para, já nos ensaios de eficiência do dispositivo, levarem-no à fadiga.

FIGURA 17 – GRÁFICO DA POTÊNCIA DISSIPADA [W] PELA FREQUÊNCIA [Hz] EM UM MESMO CONJUNTO CABO-NEUTRALIZADOR, SENDO ENSAIOS A (a) 100 mm/s, (b) 200 mm/s E (c) 300 mm/s DE VELOCIDADE ANTINODAL



FONTE: Schmidt et al. (1996).

FIGURA 18 – GRÁFICO DA POTÊNCIA DISSIPADA [W] PELA FREQUÊNCIA [Hz] A 300 mm/s DE VELOCIDADE ANTINODAL A PARTIR DOS DIVERSOS MÉTODOS DE ENSAIO



FONTE: Schmidt et al. (1996).

A IEC 61897 – *Requirements and tests for Stockbridge type aeolian vibration dampers* (1998), específica para neutralizadores tipo Stockbridge, estabelece métodos e parâmetros de ensaio muito semelhantes aos da IEEE 664. Com relação ao método direto, o parâmetro de controle também é a amplitude da velocidade no excitador, que deve ser mantida em 100 mm/s enquanto se cobre a faixa de frequências de $180/D$ a $1400/D$, onde D é o diâmetro do cabo para o qual se destina o neutralizador, em milímetros.

Em relação aos ensaios com o neutralizador instalado no cabo (métodos básicos), entretanto, a IEC exige que a deformação dos fios do cabo seja medida por meio de *strain gages* instalados em uma das extremidades do vão e de cada lado do grampo do(s) neutralizador(es). O método de ensaio pode ser o ISWR ou o da potência, mas o ensaio é feito de forma que, com o cabo vibrando em condições estáveis em cada ressonância, a amplitude de deformação máxima dos fios nos pontos de medição seja igual a 150 $\mu\text{m/m}$. Nestas condições, a potência dissipada medida deve exceder a potência introduzida pelo vento no vão real, estimada por

$$P_{w,j} = l_{re} D^4 f_j^3 fnc\left(\frac{Y_j}{D}\right), \quad (32)$$

onde

$P_{w,j}$ é a potência introduzida pelo vento na j -ésima frequência de ressonância, f_j ;

l_{re} é o comprimento de vão [real] a ser protegido pelo(s) neutralizador(es);

$fnc(Y_j/D)$ é uma função da amplitude fornecida no anexo C da norma; e

D é o diâmetro do cabo para o qual se destina o neutralizador, em metros.

Segundo a norma, a escolha do valor de 150 $\mu\text{m/m}$ como valor de referência não se relaciona diretamente à vida do cabo, mas é razoável pensar que este valor é tido como o limite de durabilidade do condutor, como em Diana et al. (1987). Entretanto, a escolha deste parâmetro de controle tem gerado controvérsias, visto que muitos pesquisadores têm relatado ser difícil atingir 150 $\mu\text{m/m}$ quando a dissipação do neutralizador é grande, ou seja, quando sua eficiência é alta, o que resulta em níveis de vibração muito grandes e distantes dos esperados no vão real.

Devido às características não lineares dos neutralizadores (especialmente os Stockbridge), suas propriedades em níveis tão elevados de vibração podem ser consideravelmente diferentes das que seriam medidas em níveis mais razoáveis. É especulado que o parâmetro de controle da IEEE 664 seja mais realista (EPRI, 2009). Além disto, a tolerância para o posicionamento dos *strain gages* tem sido apontada como uma causa de grandes erros de medição.

Na investigação do autoamortecimento de cabos pelo método ISWR, **Diana et al.** (2000) usaram uma função de interpolação $\varphi_I(x)$ na seguinte forma:

$$\varphi_1(x)/Y_0 = \text{sen}\left(\frac{n\pi}{l}\sqrt{1-2j\zeta}x\right), \quad (33)$$

onde, segundo os autores, os valores de ζ são próximos aos encontrados em ensaios pelo método da potência.

Desta forma, foi obtida uma família de modos de vibrar teóricos para diferentes valores de ζ , a partir da qual, por uma estimativa por mínimos quadrados, encontrou-se a posição x ao longo do vão de ensaio para a qual a função de interpolação corresponde a um valor mínimo. Em outras palavras, foram encontradas a posição do nó e o valor da ISWR a partir de valores medidos por dois acelerômetros ou sensores a *laser* localizados em pontos arbitrários no meio do vão e próximos ao nó em questão, mas a uma distância d entre si conhecida.

Os autores procederam a uma verificação da precisão do método de interpolação, a qual foi confirmada por um procedimento experimental. Além disto, a comparação de medidas feitas com acelerômetros e com sensores a *laser* mostrou que a massa dos acelerômetros pouco influi no formato da onda e na determinação da posição dos nós.

Assim como o método WSM, esta variação do método ISWR não elimina a necessidade de realocação dos transdutores (acelerômetros ou sensores a *laser*) a cada nova frequência, tendo sua grande vantagem na eliminação da necessidade de determinação da posição exata dos nós no vão de ensaio. Mostrou-se que, com apenas pequenos erros na determinação da posição dos nós (da ordem de 2 milímetros), a dispersão na amplitude medida pode chegar a valores elevados, ocasionando grande imprecisão na estimativa da potência dissipada e do amortecimento.

Diana et al. (2003) determinaram a curva de impedância de um neutralizador tipo Stockbridge instalado em um vão de ensaio, o que foi possível graças a modificações que permitiram a instalação de células de carga e acelerômetros entre o grampo e os elementos dissipativos do próprio neutralizador. Apesar de o procedimento alterar a estrutura do dispositivo de amortecimento – e, portanto, ter aplicação restrita à área da pesquisa –, ele possibilitou fazer a separação das contribuições dos movimentos de translação vertical e rotação do neutralizador na potência dissipada pelo dispositivo.

Os resultados mostraram que a contribuição da rotação do neutralizador na potência dissipada por este (que é desprezada em ensaios realizados pelo método direto) deixa de ser insignificante quando o grampo do Stockbridge é localizado próximo a um dos nós da onda

estacionária. Quando isto ocorre, pode haver mais dissipação de energia por rotação do que por translação.

Ademais, a comparação entre dados de impedância provenientes de ensaios pelo método direto (realizados com os procedimentos propostos pela IEC 61897) e pelo método da potência mostrou boa correlação apenas em faixas restritas do espectro, com os dois métodos apresentando grandes dispersões principalmente na região da ressonância mais proeminente.

2.3 ANÁLISE DOS MÉTODOS DE ENSAIO EM NEUTRALIZADORES

2.3.1 Métodos Básicos

Os métodos básicos são o método ISWR, o método da potência e o método do decremento logarítmico. A análise individual de cada um é a seguinte.

2.3.1.1 Método ISWR

O método da razão inversa da onda estacionária (ISWR) tem a vantagem de eliminar dos resultados do ensaio a influência das dissipações de algumas fontes indesejadas, como a conexão entre excitador e cabo. Nos resultados obtidos com este método, está inclusa a potência dissipada pelo cabo, mas apenas no trecho entre o antinó em que são feitas as medições e a ancoragem próxima, eliminando-se assim a influência de quase todo o comprimento de condutor (sabe-se que, a altas frequências, a maior parte da energia é dissipada pelo próprio condutor).

As dificuldades do método, entretanto, são significativas. Em modos de vibrar bastante amortecidos, é extremamente difícil determinar com exatidão as posições de nós e antinós, visto que não há grandes diferenças entre as amplitudes de deslocamento nessas localidades. Por outro lado, em modos pouco amortecidos, o deslocamento nos nós é muito pequeno, resultando numa relação entre sinal e ruído desfavorável e exigindo transdutores de alta sensibilidade. Ambas as situações podem facilmente ocorrer em um mesmo ensaio. Além disto, o método não elimina dos resultados as perdas na ancoragem próxima ao neutralizador.

Outra grande desvantagem do método ISWR é a necessidade de realocação da instrumentação para medição de deslocamentos, velocidades ou acelerações nos nós e antinós a cada nova ressonância. Mesmo usando sensores sem contato, instalados em trilhos ao longo do vão de ensaio, o processo é trabalhoso e demorado. A IEEE 664 fala de oito horas de

trabalho para cada amostra, mas alguns pesquisadores (EPRI, 2009) relataram ter precisado de até cinco dias para conduzir uma campanha de ensaios completa. São necessárias, no mínimo, duas pessoas em dedicação exclusiva para conduzir os ensaios, em um processo difícil, senão impossível, de automatizar.

O tempo necessário para levar a cabo um ensaio, com sucesso, dá ocasião à ocorrência de eventos indesejados, como variações de temperatura grandes o suficiente para causar alterações na tração de ensaio. Como já comentado anteriormente, a IEEE 664 estabelece que a temperatura ambiente não varie mais que 1 °C durante o ensaio, a fim de manter a tração estável dentro de uma tolerância de 0,5% da RMC. É digno de nota que a experiência obtida na condução de diversos ensaios em um vão de 30 metros – e, portanto, dentro de uma sala de cerca de 40 metros de comprimento – possibilita afirmar que variações muito menores de tração são suficientes para alterar as ressonâncias do vão, tornando necessário repetir o procedimento de varredura.

2.3.1.2 Método da potência

O método da potência requer um transdutor a menos que o ISWR, e as medidas e cálculos com as grandezas do ensaio são mais diretas e simples. Entretanto, visto que o ensaio deve ser realizado com uma velocidade constante de antinó de 200 mm/s (IEEE Std 664, 1993), persistem as necessidades de determinação dos antinós e realocação do transdutor a cada nova ressonância.

A grande desvantagem deste método em relação ao ISWR é o fato de que toda dissipação indesejada, incluindo a das terminações do vão de ensaio, a do próprio condutor e a que ocorre na conexão *shaker*-cabo, é atribuída ao neutralizador. É de se esperar, portanto, que a potência dissipada obtida pelo método da potência seja maior do que a fornecida pelo ISWR.

2.3.1.3 Método do decremento logarítmico

Este é o mais simples de todos os métodos, e requer apenas um transdutor (EPRI, 2009). A grande vantagem atribuída a ele é o fato de que podem ser obtidos resultados em uma ampla faixa de amplitudes de uma única vez.

Entretanto, este método parece estar sujeito ao um erro conceitual. Ao se estimar o amortecimento de um cabo ou de um sistema cabo-neutralizador pelo decremento

logarítmico, trata-se do amortecimento estrutural, e não do amortecimento material. Como consequência, uma simples mudança no comprimento do vão experimental alteraria os valores estimados, pois alteraria a estrutura como um todo.

Além disso, sabe-se que, ao se desconectar o excitador do cabo, o sistema passa a responder com a contribuição de todos os seus infinitos modos de vibrar, mesmo que a excitação tenha sido um seno puro em uma das frequências de ressonância do sistema. Consequentemente, caso o sinal lido não seja filtrado a fim de deixar apenas o modo desejado, a razão de amortecimento modal será superestimada. Informações sobre esta filtragem são omitidas pelos pesquisadores que adotaram este método.

Adicionalmente, em sistemas amortecidos, como no caso em tela, o método sofre de uma resolução bastante limitada, visto que são necessários poucos ciclos para o decaimento do movimento. Como mencionado por Slethei e Huse (1965), o perfil da curva de decaimento assume, neste caso, a forma de degraus, ocasionados por transientes provenientes do momento da desconexão entre excitador e cabo e pelo próprio amortecimento do neutralizador.

O momento da quebra da ligação entre *shaker* e cabo é especialmente crítico. O uso de uma conexão elástica, como proposto por Claren e Diana (1969), é aconselhável, mas a IEEE 664 não faz questão de seu uso.

Além de estar sujeito às mesmas fontes de erro que o método da potência, o método do decremento logarítmico pode apresentar uma complicação adicional: em grandes amplitudes de movimento inicial, o cabo pode descrever um movimento não puramente vertical, mas elíptico, como indicado por Hard e Holben (1967).

Por fim, observa-se que o método não elimina as necessidades de determinação de um antinó e de realocação do transdutor.

As considerações feitas anteriormente sobre os métodos ISWR, da potência e do decremento logarítmico tornam evidente que a aplicação destas metodologias requer uma estrutura grande e cara, com controle de tração e temperatura ambiente em tolerâncias apertadas e, em geral, por longos períodos. Some-se a essas considerações o fato de todas estas metodologias fornecerem a caracterização do sistema cabo-neutralizador apenas em suas ressonâncias, ou seja, os resultados são de caráter localizado no domínio da frequência.

Uma última dificuldade desses métodos de ensaio em regime permanente é a determinação das frequências de ressonância. Por norma, o ensaio deve ser executado com uma velocidade antinodal especificada. Contudo, a determinação das frequências de ressonância para os ensaios deve ser feita a partir do ângulo de fase entre os sinais de força e velocidade, ou deslocamento, no ponto de excitação, ou seja, na conexão entre excitador e

cabo. Ao se determinar a localização das ressonâncias a partir de sinais adquiridos no ponto de excitação, fica a pergunta: nestas condições, é a velocidade antinodal igual ou próxima à velocidade especificada para o ensaio?

Se for grande a diferença entre as velocidades antinodais durante a determinação das ressonâncias e durante o ensaio, a localização das ressonâncias pode ser distinta nestes dois momentos, visto que o sistema pode apresentar comportamento não linear.

Finalmente, observa-se que os métodos básicos tratam o neutralizador apenas como um absorvedor de energia (ou seja, como um amortecedor puro), ignorando as contribuições de sua rigidez e massa para o comportamento dinâmico do sistema. Estas contribuições, como se verá adiante, são de importância fundamental para a compreensão das consequências da introdução do dispositivo no sistema mecânico primário cuja vibração se deseja controlar, a saber, o cabo da linha aérea de transmissão ou distribuição.

2.3.2 Método Direto

O método direto requer infraestrutura muito menor e mais simples que os métodos básicos, além de fornecer resultados na forma de uma curva contínua na faixa de frequências de interesse. É de execução incomparavelmente mais rápida e prática, fornecendo resultados em menos de uma hora de ensaio. Os procedimentos podem ser automatizados com grande facilidade, reduzindo drasticamente a influência do operador ao longo dos ensaios.

Os cuidados se resumem a assegurar rigidez ao sistema de fixação do neutralizador, à calibração e verificação do sistema de medição, cujo procedimento é descrito em detalhes na IEEE 664, e à certificação de que o sistema opera em regime quase permanente, ou seja, com velocidade de varredura lenta o suficiente para que, na resposta medida, não sejam levados em conta efeitos de transientes provenientes da mudança de frequências.

Entretanto, os resultados obtidos com o método direto não levam em consideração as interações entre o neutralizador e o cabo, nem efeitos dinâmicos provenientes da rotação do neutralizador em um eixo perpendicular ao eixo de seu grampo. Diana et al. (2003) mostraram que, quando o neutralizador fica posicionado próximo a um nó do cabo vibrante, grande parte da energia dissipada pelo dispositivo de amortecimento se dá a partir do movimento de rotação, e não da translação vertical do grampo do neutralizador – o único movimento a que o neutralizador está sujeito em ensaios pelo método direto.

Mesmo assim, devido a sua grande praticidade, o método direto é preferido quando se deseja fazer uma rápida caracterização de um neutralizador, ou quando se deseja comparar as características de dois ou mais neutralizadores diferentes.

3 NOÇÕES DE CONTROLE DE VIBRAÇÕES POR NEUTRALIZADORES DINÂMICOS

3.1 NEUTRALIZAÇÃO EM SISTEMAS PRIMÁRIOS DE UM GRAU DE LIBERDADE

Im neutralizador dinâmico de vibração é um sistema mecânico secundário, com massa, rigidez, e, eventualmente, amortecimento significativo, que é fixado a um sistema mecânico primário (SP) cuja vibração se deseja controlar (BAVASTRI, 2014).

Os efeitos da introdução de um neutralizador com um GDL em um sistema mecânico primário, igualmente com um GDL, são estudados de longa data. É sabido que a inserção de um neutralizador com mesma frequência natural que a do SP ocasiona o surgimento de duas outras ressonâncias, uma com frequência menor e outra com frequência maior, no entorno da ressonância original (DEN HARTOG, 1947).

Por exemplo, para o caso de um SP e um neutralizador com um GDL cada, sendo o SP não amortecido e tendo o neutralizador dinâmico de vibração (NDV) amortecimento viscoso, a aplicação da segunda lei de Newton seguida da transformada de Fourier fornece, para a receptância (razão entre deslocamento e força, $\bar{H}(\omega)$) do SP, a seguinte expressão (BAVASTRI, 2014):

$$\bar{H}(\omega) = \frac{-\omega^2 m_a + j\omega c_a + k_a}{(-\omega^2 m_1 + k_1)(-\omega^2 m_a + k_a) + j\omega c_a [-\omega^2 (m_1 + m_a) + k_1] - \omega^2 m_a k_a}, \quad (34)$$

onde

m , c e k se referem a massa, amortecimento e rigidez, respectivamente;

ω é a frequência circular;

j é o número imaginário; e

os índices I e a se referem, respectivamente, a SP e NDV.

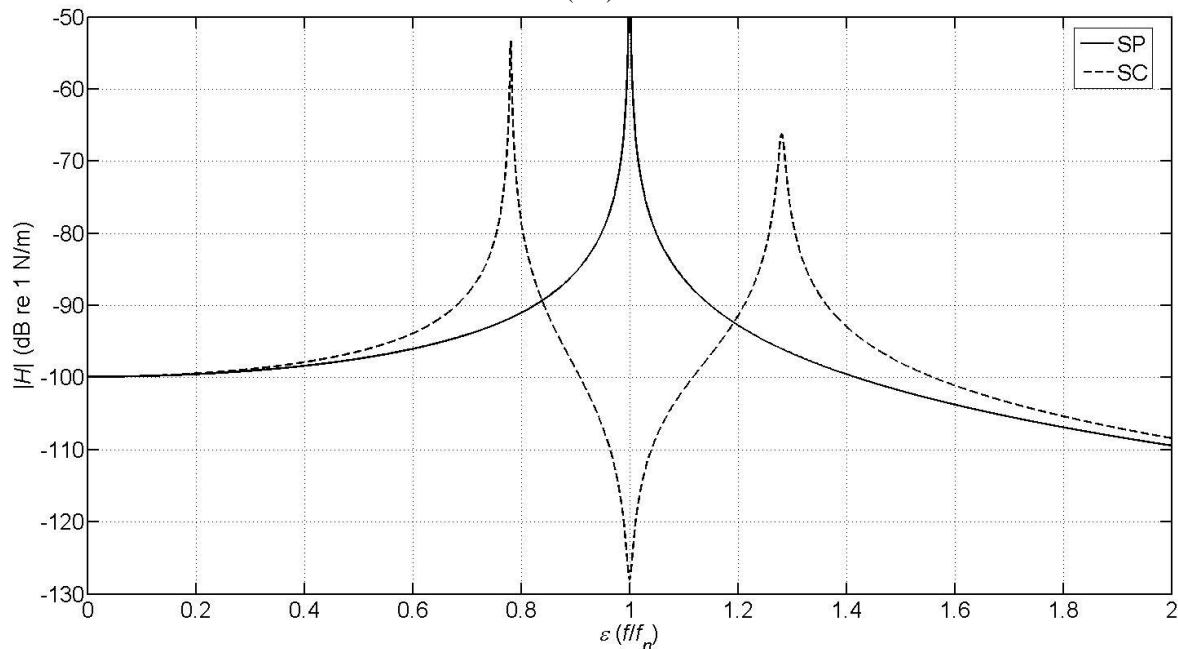
Já para o sistema primário apenas, sem neutralizador, a receptância é dada por

$$H(\omega) = \frac{1}{-\omega^2 m_1 + k_1}. \quad (35)$$

A FIGURA 19 ilustra a situação da inserção de um neutralizador de um GDL com amortecimento viscoso em um SP também de um GDL, mas não amortecido. Nela, $|H|$ é o módulo da receptância, calculada pelas Equações (34) e (35), e ε é a razão entre frequência de excitação e frequência natural do sistema primário. A curva sólida é a receptância do SP (ela tende ao infinito quando ε tende a 1). A curva pontilhada é a receptância do sistema composto (SC) pelo SP mais o NDV, que mostra que, para ε menor que 0,84 ou maior que 1,19, a

introdução do neutralizador não apenas não reduz satisfatoriamente os níveis de vibração, mas também chega a amplificá-los.

FIGURA 19 – CURVAS DE RECEPTÂNCIA DO SISTEMA PRIMÁRIO (SP) E DO SISTEMA COMPOSTO (SC)



FONTE: O autor (2015).

3.2 NEUTRALIZAÇÃO EM SISTEMAS PRIMÁRIOS DE MÚLTIPLOS GRAUS DE LIBERDADE

3.2.1 Noções de Análise Modal de Sistemas de Múltiplos Graus de Liberdade (SMGL)

O desenvolvimento apresentado nesta seção é amplamente descrito e explorado na literatura. As referências citadas, pois, são as de maior familiaridade para o Autor. O leitor interessado em maiores detalhes pode consultar a vasta literatura sobre análise modal.

Sabe-se que a equação do movimento de um SMGL é dada por

$$M\ddot{\mathbf{x}} + C\dot{\mathbf{x}} + K\mathbf{x} = \mathbf{f}, \quad (36)$$

onde

M , C e K são as matrizes de massa, amortecimento e rigidez, respectivamente;

\mathbf{x} é o vetor de deslocamentos generalizados;

\mathbf{f} é o vetor de forças ou carregamentos generalizados; e

os pontos denotam derivadas em relação ao tempo.

As condições iniciais são expressas por

$$\mathbf{x}(0) = \mathbf{x}_0, \quad (37)$$

$$\dot{\mathbf{x}}(0) = \dot{\mathbf{x}}_0.$$

É claro que as referidas matrizes e vetores são de ordem n , sendo n o número de graus de liberdade do sistema.

Agora, assumindo que a matriz de massa seja simétrica e positiva definida (ou seja, que o produto $\mathbf{x}^T M \mathbf{x}$ seja maior do que zero para qualquer vetor \mathbf{x} não nulo), faz-se a decomposição de Cholesky (LOPES, 2011):

$$M = L^T L, \quad (38)$$

onde a matriz L é triangular superior e possui inversa.

Define-se agora o vetor de coordenadas $\mathbf{q}(t)$ tal que

$$\mathbf{x}(t) = L^{-1} \mathbf{q}(t). \quad (39)$$

Substituindo (39) em (36), obtém-se, para o caso não amortecido ($C = 0$),

$$ML^{-1} \ddot{\mathbf{q}} + KL^{-1} \mathbf{q} = \mathbf{f}. \quad (40)$$

Observando agora, de (38), que

$$(L^T)^{-1} M L^{-1} = (L^T)^{-1} L^T L L^{-1} = I, \quad (41)$$

sendo I a matriz identidade, e definindo a matriz de rigidez normalizada pela massa como

$$\tilde{K} = (L^T)^{-1} K L^{-1}, \quad (42)$$

obtém-se, da pré-multiplicação da Equação (40) pela inversa de L^T , a Equação (43):

$$\ddot{\mathbf{q}} + \tilde{K} \mathbf{q} = (L^T)^{-1} \mathbf{f}. \quad (43)$$

Pode-se demonstrar que a matriz \tilde{K} é, à semelhança de K , simétrica.

Fazendo agora $\mathbf{f}(t) = \mathbf{0}$ em (43) e assumindo a solução

$$\mathbf{q}(t) = \boldsymbol{\varphi} e^{j\omega t}, \quad (44)$$

obtém-se, como $e^{j\omega t}$ é diferente de zero,

$$\tilde{K}\boldsymbol{\varphi} = \omega^2\boldsymbol{\varphi}. \quad (45)$$

A solução do problema de autovalores simétrico (45) fornece n autovalores reais positivos se \tilde{K} for positiva definida, além de n autovetores (cada qual de ordem n) reais e ortogonais.

Dividindo cada autovetor $\boldsymbol{\varphi}_i$ por sua magnitude, obtém-se um conjunto de autovetores ortonormais. Constrói-se, então, a matriz P , cujas colunas são constituídas pelos autovetores ortonormalizados. Essa matriz é ortogonal, de modo que

$$P^T P = I. \quad (46)$$

Assim,

$$P^T = P^{-1}. \quad (47)$$

Define-se agora uma nova transformação de coordenadas:

$$\mathbf{q}(t) = P\mathbf{r}(t). \quad (48)$$

Substituindo (48) em (43), com $\mathbf{f}(t) = \mathbf{0}$, pré-multiplicando por P^T e levando (46) em conta, tem-se que

$$\ddot{\mathbf{r}} + P^T \tilde{K} P \mathbf{r} = \mathbf{0}. \quad (49)$$

Define-se agora a matriz espectral Λ tal que

$$\Lambda = P^T \tilde{K} P. \quad (50)$$

De (50) em (49), tem-se que

$$\ddot{\mathbf{r}} + \Lambda \mathbf{r} = \mathbf{0}. \quad (51)$$

As equações que compõem cada linha do sistema de Equações (51) são as equações modais, e os termos r_i são chamados de coordenadas modais (LOPES, 2011). O que se fez no procedimento acima, iniciando nas Equações (36) e (37), foi passar as equações do espaço físico, com coordenadas \mathbf{x} , para o espaço modal, com coordenadas \mathbf{r} (BAVASTRI, 2014).

As equações modais oferecem a vantagem de serem, cada uma delas, equações diferenciais ordinárias lineares de segunda ordem desacopladas (LOPES, 2011).

A matriz espectral Λ é diagonal, cujos elementos são os autovalores de (45). Esses autovalores correspondem ao quadrado das frequências naturais do sistema.

As coordenadas físicas $x_i(t)$ podem ser recuperadas a partir das coordenadas modais $r_i(t)$ pela Equação (52):

$$\mathbf{x}(t) = L^{-1}\mathbf{q}(t) = L^{-1}P\mathbf{r}(t) = \Phi\mathbf{r}(t). \quad (52)$$

As condições iniciais em coordenadas modais podem ser obtidas pela inversão de Φ :

$$\mathbf{r}(0) = \Phi^{-1}\mathbf{x}(0), \quad (53)$$

$$\dot{\mathbf{r}}(0) = \Phi^{-1}\dot{\mathbf{x}}(0).$$

A matriz Φ , definida como

$$\Phi = L^{-1}P, \quad (54)$$

é a matriz modal, constituída pelos modos de vibrar do sistema, um por coluna.

Em síntese, a vibração livre não amortecida do sistema é uma combinação linear de n configurações físicas específicas e distintas (modos de vibrar), cada qual oscilando com uma frequência específica e distinta (frequência natural) (LOPES, 2011).

Adicionalmente, a inversa e a transposta da matriz modal são dadas, respectivamente, por

$$\Phi^{-1} = (L^{-1}P)^{-1} = P^{-1}L = P^T L, \quad (55)$$

e

$$\Phi^T = (L^{-1}P)^T = P^T(L^{-1})^T = P^T(L^T)^{-1}. \quad (56)$$

No caso de vibrações forçadas, a substituição da Equação (48) na (43) fornece:

$$P\ddot{\mathbf{r}} + \tilde{K}P\mathbf{r} = (L^T)^{-1}\mathbf{f}. \quad (57)$$

Pré-multiplicando (57) por P^T e levando em conta (46), (50) e (56), tem-se que

$$\ddot{\mathbf{r}} + \Lambda\mathbf{r} = \Phi^T\mathbf{f}. \quad (58)$$

A introdução de amortecimento viscoso implica acoplamento das equações de movimento, a não ser que o amortecimento seja proporcional. O amortecimento proporcional é expresso em termos de duas constantes α e β , de modo que

$$C = \alpha M + \beta K. \quad (59)$$

Substituindo (59) na equação do movimento forçado, (36), obtém-se

$$M\ddot{\mathbf{x}} + (\alpha M + \beta K)\dot{\mathbf{x}} + K\mathbf{x} = \mathbf{f}. \quad (60)$$

Fazendo a transformação de coordenadas (39) seguida da pré-multiplicação pela inversa de L^T , e levando em conta (41) e (42), tem-se

$$\ddot{\mathbf{q}} + (\alpha I + \beta \tilde{K})\dot{\mathbf{q}} + \tilde{K}\mathbf{q} = (L^T)^{-1}\mathbf{f}. \quad (61)$$

Agora, levando para o espaço modal por (48), pré-multiplicando por P^T e levando em conta (46), (50) e (56), chega-se a

$$\ddot{\mathbf{r}} + (\alpha I + \beta \Lambda)\dot{\mathbf{r}} + \Lambda\mathbf{r} = \Phi^T \mathbf{f}. \quad (62)$$

A i -ésima das Equações (62) (correspondente ao i -ésimo modo de vibrar e à i -ésima frequência natural) pode ser escrita como

$$\ddot{r}_i + (\alpha + \beta \omega_{n_i}^2)\dot{r}_i + \omega_{n_i}^2 r_i = \Phi_i^T f_i. \quad (63)$$

Já o coeficiente de \dot{r}_i nessa expressão pode ser escrito como

$$\alpha + \beta \omega_{n_i}^2 = 2\zeta_i \omega_{n_i}, \quad (64)$$

donde a razão de amortecimento modal, ζ_i , relativa ao i -ésimo modo, é definida como (LOPES, 2011)

$$\zeta_i = \frac{1}{2} \left(\frac{\alpha}{\omega_{n_i}} + \beta \omega_{n_i} \right), \quad (65)$$

de forma que a Equação (63) pode ser expressa por

$$\ddot{r}_i + 2\zeta_i \omega_{n_i} \dot{r}_i + \omega_{n_i}^2 r_i = \Phi_i^T f_i. \quad (66)$$

A Equação (66) possibilita o uso de amortecimento modal, ou seja, em lugar de se lançar mão da hipótese de amortecimento proporcional, pode-se introduzir diretamente em

cada uma das equações do sistema (58) um termo de dissipação de energia de valor $2\zeta_i\omega_{n_i}\dot{x}_i$, com $i = 1, n$.

Já no domínio da frequência, pode-se reescrever (36), lançando mão das propriedades da transformada de Fourier, como

$$(-\omega^2 M + j\omega C + K)\bar{X} = \bar{F}, \quad (67)$$

onde a barra indica grandeza complexa.

Logo, deslocamento e força são relacionados por

$$\bar{X} = \bar{H}\bar{F}, \quad (68)$$

sendo \bar{H} a matriz de receptância, dada por

$$\bar{H} = (-\omega^2 M + j\omega C + K)^{-1}. \quad (69)$$

Agora, passando para o domínio da frequência a expressão (62), se apenas o componente \bar{F}_r de \bar{F} é diferente de zero, tem-se que

$$[-\omega^2 I + j\omega(\alpha I + \beta \Lambda) + \Lambda]\bar{R} = (\Phi^T)_r \bar{F}_r, \quad (70)$$

onde $(\Phi^T)_r$ é um vetor coluna composto pelos r -ésimos componentes dos modos de vibrar.

Assim,

$$\bar{R} = [-\omega^2 I + j\omega(\alpha I + \beta \Lambda) + \Lambda]^{-1}(\Phi^T)_r \bar{F}_r. \quad (71)$$

Entretanto, as matrizes identidade I e espectral Λ são diagonais, de forma que a matriz $(\alpha I + \beta \Lambda)$ também é diagonal, e seus elementos podem ser escritos como (vide Equações (63) e (64)) $2\zeta_i\omega_{n_i}$. Assim, pode-se escrever

$$\bar{R} = \left[\frac{\varphi_{ri}}{(\omega_{n_i}^2 - \omega^2) + j(2\zeta_i\omega_{n_i}\omega)} \right] \bar{F}_r, \quad (72)$$

onde φ_{ri} é um vetor coluna composto pelos r -ésimos componentes dos modos de vibrar e o termo entre colchetes é também um vetor coluna.

Passando agora também a Equação (52) para o domínio da frequência, e considerando os s -ésimos componentes dos n modos de vibrar, obtém-se

$$\bar{X}_s = \Phi_s \bar{R}, \quad (73)$$

onde Φ_s é a s -ésima linha de Φ , composta pelos s -ésimos componentes dos n modos de vibrar.

Substituindo (72) em (73), chega-se a

$$\bar{X}_s = \Phi_s \left[\frac{\varphi_{ri}}{(\omega_{n_i}^2 - \omega^2) + j(2\zeta_i \omega_{n_i} \omega)} \right] \bar{F}_r, \quad (74)$$

ou

$$\bar{H}_{sr} = \bar{X}_s / \bar{F}_r = \left[\sum_{i=1}^n \frac{\varphi_{si} \varphi_{ri}}{(\omega_{n_i}^2 - \omega^2) + j(2\zeta_i \omega_{n_i} \omega)} \right]. \quad (75)$$

A Equação (75) fornece o elemento da matriz de receptância \bar{H} localizado na s -ésima linha e na r -ésima coluna, ou \bar{H}_{sr} , que representa a relação entre o deslocamento no ponto de medição s , ou \bar{X}_s , e a força aplicada ao ponto r , ou \bar{F}_r , quando todas as demais forças são iguais a zero.

3.2.2 Neutralização em SMGL

Basicamente, a introdução de um neutralizador de múltiplos graus de liberdade (MGDL) em um SP também de MGDL ocasiona o aumento na ordem das matrizes e vetores, que passam de ordem n_{sp} (sendo n_{sp} o número de GDL do SP) a ordem $n_{sp} + n_{ndv} - n_b$ (sendo n_{ndv} e n_b , respectivamente, o número de GDL do neutralizador e o número de GDL da fronteira, ou conexão, entre o SP e o NDV).

Genericamente, pode-se subdividir as matrizes M , C e K e os vetores de coordenadas generalizadas $\mathbf{x}(t)$ e de forças generalizadas $\mathbf{f}(t)$ de um SP de MGDL entre aqueles elementos que fazem fronteira com o neutralizador, com subíndice b , e aqueles que não o fazem – os GDL internos, com subíndice i . O mesmo pode ser feito para o NDV.

Desta forma, o vetor de coordenadas generalizadas totais \mathbf{x}_{tot} pode ser escrito como

$$\mathbf{x}_{tot} = [\mathbf{x}_{sp,i}, \mathbf{x}_{sp,b}, \mathbf{x}_{ndv,i}, \mathbf{x}_{ndv,b}]^T, \quad (76)$$

onde os subíndices sp e ndv se referem a sistema primário e neutralizador, respectivamente.

Constata-se, entretanto, que as coordenadas $\mathbf{x}_{sp,b}$ e $\mathbf{x}_{ndv,b}$ coincidem. Assim, pode-se escrever (WIJKER, 2008):

$$\begin{Bmatrix} \mathbf{x}_{sp,i} \\ \mathbf{x}_{sp,b} \\ \mathbf{x}_{ndv,i} \\ \mathbf{x}_{ndv,b} \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} I_{sp} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & I_b \\ 0 & I_{ndv} & 0 \\ 0 & 0 & I_b \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \mathbf{x}_{sp,i} \\ \mathbf{x}_{ndv,i} \\ \mathbf{x}_{sp,b} = \mathbf{x}_{ndv,b} \end{Bmatrix}, \quad (77)$$

onde as matrizes I_{sp} , I_{ndv} e I_b são matrizes identidade, de ordens $(n_{sp} - n_b)$, $(n_{ndv} - n_b)$ e n_b .

A matriz de transformação composta por esse conjunto de matrizes identidade é, claramente, de ordem $(n_{sp} + n_{ndv})$ por $(n_{sp} + n_{ndv} - n_b)$. Essa matriz, T , é então definida como

$$T = \begin{bmatrix} I_{sp} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & I_b \\ 0 & I_{ndv} & 0 \\ 0 & 0 & I_b \end{bmatrix}. \quad (78)$$

Para incluir um número qualquer p de neutralizadores, basta atualizar a matriz T . Por exemplo, para dois neutralizadores com mesmos n_{ndv} e n_b e instalados na mesma localidade, a matriz T será dada por

$$T = \begin{bmatrix} I_{sp} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & I_b \\ 0 & I_{ndv} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & I_b \\ 0 & 0 & I_{ndv} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & I_b \end{bmatrix}. \quad (79)$$

Escrevendo as matrizes totais M_{tot} , C_{tot} e K_{tot} da seguinte forma:

$$M_{tot} = \begin{bmatrix} M_{sp} & 0 \\ 0 & M_{ndv} \end{bmatrix}, \quad (80)$$

$$C_{tot} = \begin{bmatrix} C_{sp} & 0 \\ 0 & C_{ndv} \end{bmatrix}, \quad (81)$$

e

$$K_{tot} = \begin{bmatrix} K_{sp} & 0 \\ 0 & K_{ndv} \end{bmatrix}, \quad (82)$$

e pré-multiplicando-as por T^T e pós-multiplicando-as por T , obtêm-se as matrizes reduzidas M_{red} , C_{red} e K_{red} , de tal forma que a equação do movimento, (36), pode ser escrita como

$$T^T M_{tot} T \ddot{\mathbf{x}}_{red} + T^T C_{tot} T \dot{\mathbf{x}}_{red} + T^T K_{tot} T \mathbf{x}_{red} = T^T \mathbf{f}_{tot} = \mathbf{f}_{red}, \quad (83)$$

ou

$$M_{red} \ddot{\mathbf{x}}_{red} + C_{red} \dot{\mathbf{x}}_{red} + K_{red} \mathbf{x}_{red} = \mathbf{f}_{red}. \quad (84)$$

A análise modal de um sistema composto por SP e NDV é descrita na seção 3.2.1, com a Equação (84) no lugar da (36).

Apesar de bastante simples, o procedimento acima descrito obviamente introduz graus de liberdade nas matrizes e vetores quando da inserção de um, ou mais, NDV. Esse aumento no número de GDL é computacionalmente caro, especialmente quando a resolução do problema se dá no âmbito de um procedimento de otimização visando o projeto de um, ou mais, NDV com parâmetros otimizados.

A fim de contornar esse problema, foram desenvolvidas metodologias de projeto de neutralizadores para controle em banda larga lançando mão de parâmetros equivalentes generalizados. Por essa abordagem, o número de GDL do problema de autovalores (51) não se altera com a introdução de neutralizadores – às expensas de não se conhecerem os movimentos dos GDL dos neutralizadores em si.

Não é o caso neste trabalho. Como o objetivo aqui não é o de desenvolver metodologias de projeto, mas sim de avaliação do desempenho de neutralizadores já existentes, procede-se à resolução do problema de autovalores a partir da Equação (84).

As matrizes de massa, amortecimento e rigidez do cabo e do neutralizador são desenvolvidas mais à frente, via método dos elementos finitos. A partir delas, e com o uso da matriz T , chega-se à Equação (84), a partir da qual é feita a análise modal descrita na seção 3.2.1.

O leitor interessado em projeto de neutralizadores para controle em banda larga pode consultar os trabalhos: Espíndola e Bavastri (1997), Bavastri et al. (1998) e Espíndola e Bavastri (1999).

3.3 COMENTÁRIOS SOBRE OS MÉTODOS DE ENSAIO TRADICIONAIS À LUZ DAS NOÇÕES DE NEUTRALIZAÇÃO DE VIBRAÇÃO

Teoricamente, neutralizadores não amortecidos ou com baixo amortecimento podem ser utilizados para reduzir os níveis de vibração em sistemas sujeitos a excitações de banda estreita (ou seja, no entorno de $\varepsilon = 1$ na FIGURA 19), porque assim podem ser projetados de tal forma que operem em condições próximas do ideal. Quando há variação na frequência de excitação, entretanto, esse tipo de neutralizador, sendo um dispositivo passivo de controle de vibrações, sai de sintonia, e o sistema primário volta a oscilar com níveis de amplitude elevados.

No caso de cabos de linhas de transmissão (LT), é óbvio que a excitação, introduzida pelo vento, é de caráter imprevisível e, na maioria das vezes, inconstante, tanto em frequência quanto em intensidade, de modo que se requer que o neutralizador opere em bandas amplas de

frequência, e não apenas em frequências fixas (ou seja, que o controle de vibrações seja de banda larga). Além disso, cabos de LT são estruturas famosas por sua altíssima densidade modal (ou seja, pela alta concentração de modos de vibrar em certa banda de frequências).

Os métodos básicos de ensaio (com o neutralizador instalado no cabo), contudo, fazem a caracterização do comportamento do sistema cabo-neutralizador apenas em frequências discretas, que são as frequências de ressonância do sistema. Ou seja, perde-se informação sobre o que ocorre entre essas frequências, e no entorno delas.

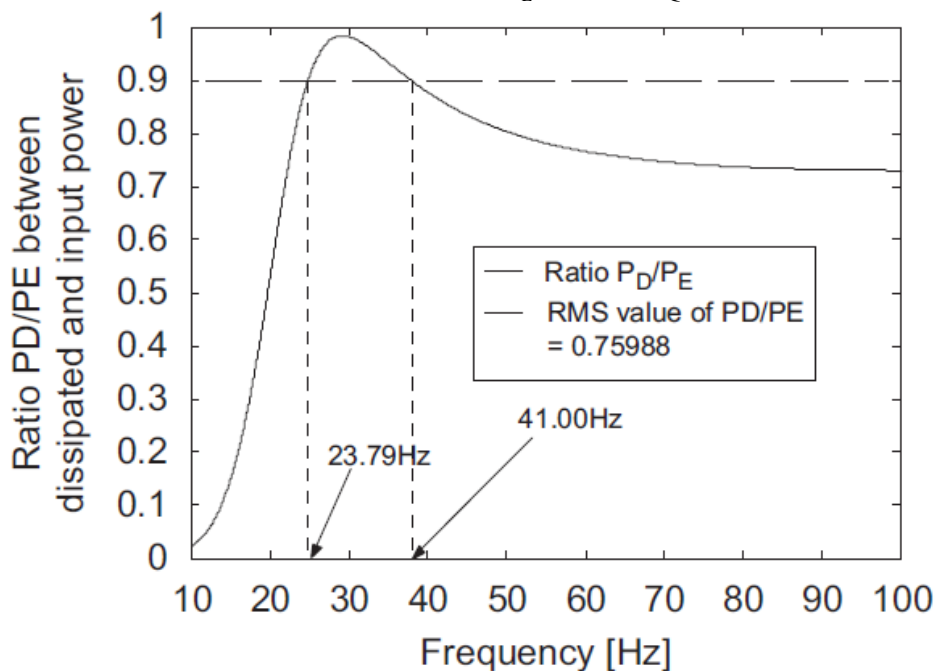
A própria IEEE 664 reconhece o fato como uma das principais desvantagens desse tipo de abordagem quando declara: “Como resultado, informações importantes acerca de um neutralizador podem ser perdidas, as quais poderiam ser relevantes na aplicação final do dispositivo”. Entre as “informações importantes” citadas na referida norma encontra-se a questão fundamental: o dispositivo de controle de vibrações atua satisfatoriamente em toda a banda de frequências pertinente, ou seja, em toda a faixa de velocidades de vento de incidência significativa esperada durante a vida útil da linha à qual o dispositivo foi designado?

Como mostrado na FIGURA 19, o procedimento de se determinar a potência dissipada apenas nas ressonâncias pode encobrir ineficiências do neutralizador, porque oculta informações sobre o que ocorre no entorno dessas frequências, como o surgimento de outros pontos de amplitude também elevada.

Ora, na abordagem do comportamento dinâmico de um neutralizador pelo princípio do balanço de energia, é feita, implicitamente, a hipótese de que o dispositivo é um absorvedor de energia por excelência, e que elevados valores de potência dissipada por este implicam necessariamente em redução dos níveis de vibração no sistema primário no entorno da frequência de interesse.

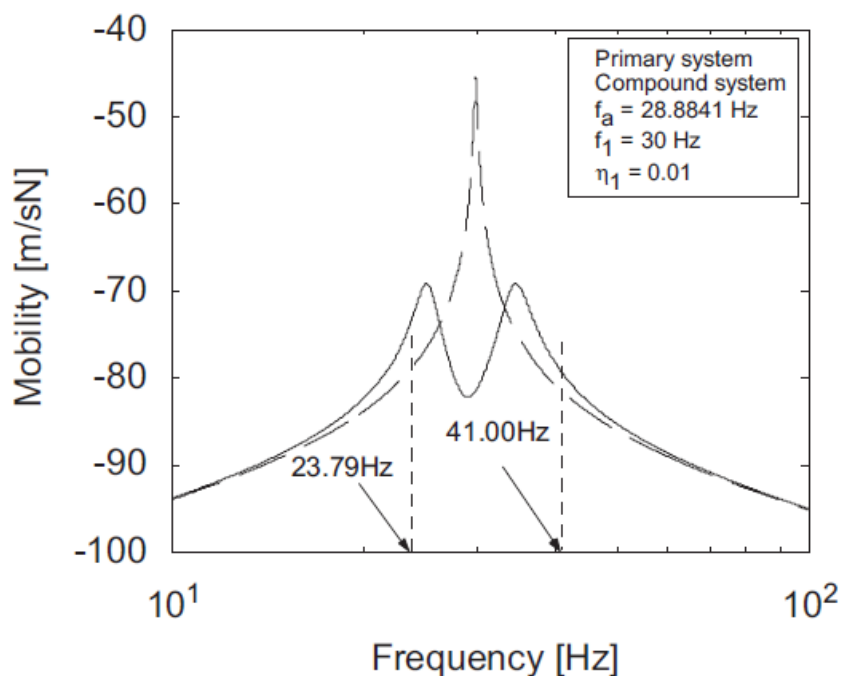
O gráfico da FIGURA 20 ilustra a situação em que, no entorno de 30 Hz, quase toda a potência introduzida em um sistema de um GDL é dissipada pelo neutralizador, também de um GDL (logo, pela abordagem do princípio do balanço de energia, a eficiência do dispositivo seria maior que 90% nessa região). Ocorre, entretanto, como já mostrado na FIGURA 19, o surgimento de duas outras regiões de amplitude de vibração elevada, com picos próximos de 30 Hz e amplificação dos níveis de vibração de até 10 dB (vide FIGURA 21, em que “*Primary system*” e “*Compound system*” se referem ao sistema primário e ao sistema após a inclusão do neutralizador, respectivamente; f e η são a frequência natural e o fator de perda, respectivamente; e os subíndices I e a correspondem ao sistema primário e ao neutralizador, respectivamente).

FIGURA 20 – RAZÃO ENTRE A POTÊNCIA DISSIPADA PELO NEUTRALIZADOR P_D E A POTÊNCIA INTRODUZIDA NO SISTEMA P_E PELA FREQUÊNCIA



FONTE: Espíndola et al. (2010).

FIGURA 21 – MOBILIDADE [(m/s)/N] PELA FREQUÊNCIA [Hz] CORRESPONDENTE AO GRÁFICO DA FIGURA 20



FONTE: Espíndola et al. (2010).

A comparação dos gráficos da FIGURA 20 e da FIGURA 21 levanta a seguinte questão: é fidedigna a avaliação do desempenho de um dispositivo de controle de vibrações a

partir apenas de estimativas da potência dissipada por este em determinadas frequências? Caso seja verificado, por meio de ensaios, que o comportamento dinâmico de um neutralizador real se assemelha ao mostrado nas figuras acima mencionadas, há que se reconhecer que a avaliação do desempenho do dispositivo pela abordagem tradicional, pelo princípio do balanço de energia, não permite assegurar que os níveis de vibração do sistema primário sejam controlados satisfatoriamente na banda de interesse, de forma a proteger o cabo de danos por fadiga.

Cabe ressaltar que, apesar de as curvas da FIGURA 19 à FIGURA 21 se referirem a um sistema primário com um grau de liberdade, os comentários acima tecidos, com as devidas adequações, se aplicam também às regiões de ressonância de sistemas bem mais complexos, com múltiplos graus de liberdade, nos quais podem ser instalados neutralizadores também mais complexos (DAYOU, 2006).

Por outro lado, como já explicado anteriormente, o método direto fornece uma curva contínua de impedância do neutralizador, mas caracteriza o comportamento do dispositivo apenas, ignorando os efeitos provenientes da interação entre grampo do neutralizador e cabo e também dos movimentos de rotação do grampo.

Assim sendo, é necessário o desenvolvimento de um método de ensaio que possibilite a inequívoca determinação do comportamento dinâmico de todo o sistema em toda a banda de frequências pertinente, a fim de se verificar se os dispositivos de controle de vibrações atualmente disponíveis no mercado atingem, com eficácia, o objetivo desejado pelos projetistas e operadores das LT – prover proteção aos cabos com relação às vibrações eólicas na faixa de velocidades de vento esperada. Para tanto, há que se considerar, de forma ampla, todos os efeitos da inserção de neutralizadores dinâmicos em sistemas primários, como ressaltado em Espíndola et al. (2010).

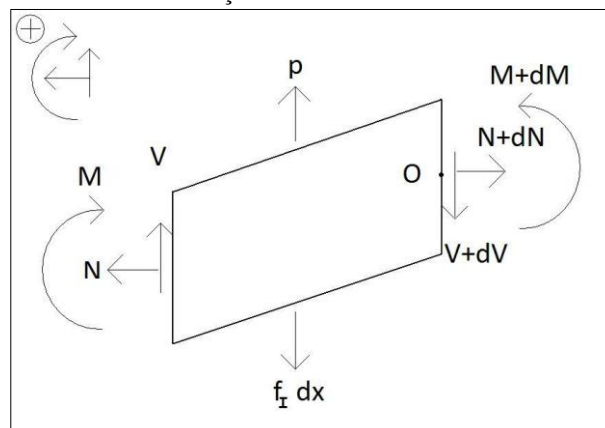
4 MODELAGEM MATEMÁTICA

Neste capítulo, é apresentada a obtenção de modelos para o comportamento à flexão de um cabo submetido a uma força axial constante. Para tanto, usa-se o modelo de viga de Euler-Bernoulli e consideram-se propriedades homogêneas.

4.1 A EQUAÇÃO DIFERENCIAL GOVERNANTE

Um elemento diferencial de uma viga à qual é aplicada uma força axial N é mostrado na FIGURA 22.

FIGURA 22 – DIAGRAMA DE FORÇAS EM UM ELEMENTO DIFERENCIAL DE VIGA



FONTE: O autor (2015).

Considerando que a direção da força axial não se altera com a deflexão da viga, como em Clough e Penzien (1995), a primeira relação de equilíbrio dinâmico é obtida pela soma das forças atuando na direção vertical, tal que

$$\sum F = V(x, t) + p(x, t)dx - \left[V(x, t) + \frac{\partial V(x, t)}{\partial x} dx \right] - f_l(x, t)dx = 0, \quad (85)$$

onde

x e t são as coordenadas espacial e temporal, respectivamente;

V é a força cortante;

p é o carregamento transversal distribuído; e

f_l é a força inercial transversal resultante, igual à massa do elemento, $m(x)dx$, multiplicada pela aceleração transversal, ou seja,

$$f_I(x, t)dx = m(x)dx \frac{\partial^2 w(x, t)}{\partial t^2}, \quad (86)$$

sendo w a deflexão da viga.

Substituindo a Equação (86) na (85) e dividindo por dx , tem-se

$$\frac{\partial V(x, t)}{\partial x} = p(x, t) - m(x) \frac{\partial^2 w(x, t)}{\partial t^2}. \quad (87)$$

A segunda equação de equilíbrio é obtida pela soma dos momentos em torno do ponto O , qual seja (observando que a linha de ação da força axial muda com a deflexão da viga):

$$\begin{aligned} \Sigma M_o = M(x, t) + V(x, t)dx + N(x) \frac{\partial w(x, t)}{\partial x} dx + p(x, t) \frac{dx^2}{2} - \\ - f_I(x, t) \frac{dx^2}{2} - \left[M(x, t) + \frac{\partial M(x, t)}{\partial x} dx \right] = 0, \end{aligned} \quad (88)$$

onde

M é o momento; e

N é a força axial.

Rearranjando os termos e simplificando, obtém-se

$$V(x, t) = \frac{\partial M(x, t)}{\partial x} + f_I(x, t) \frac{dx}{2} - p(x, t) \frac{dx}{2} - N(x) \frac{\partial w(x, t)}{\partial x}. \quad (89)$$

Tomando o limite quando dx tende a zero, tem-se

$$V(x, t) = \frac{\partial M(x, t)}{\partial x} - N(x) \frac{\partial w(x, t)}{\partial x}. \quad (90)$$

Substituindo a Equação (90) na (87) e usando a relação básica momento-curvatura, $M(x, t) = EI(x) \frac{\partial^2 w(x, t)}{\partial x^2}$, é obtida a equação diferencial governante para a deflexão de uma viga submetida a uma carga axial:

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} \left[EI(x) \frac{\partial^2 w(x, t)}{\partial x^2} \right] - \frac{\partial}{\partial x} \left[N(x) \frac{\partial w(x, t)}{\partial x} \right] + m(x) \frac{\partial^2 w(x, t)}{\partial t^2} = p(x, t). \quad (91)$$

Por fim, assumindo propriedades homogêneas e força axial constante, pode-se escrever

$$EI \frac{\partial^4 w(x, t)}{\partial x^4} - N \frac{\partial^2 w(x, t)}{\partial x^2} + m \frac{\partial^2 w(x, t)}{\partial t^2} = p(x, t). \quad (92)$$

4.2 SOLUÇÃO ANALÍTICA

A solução analítica é aqui utilizada para se obter uma estimativa principalmente para a localização de cada frequência natural do sistema sem neutralizador. Os valores para as frequências naturais serão posteriormente comparados aos obtidos pelo método dos elementos finitos e aos valores experimentais.

Nesta seção, a fim de seguir as referências sem a necessidade de promover alterações na resolução do problema, usa-se a Equação (92) com sinal positivo antes do termo que envolve a carga axial N , ou seja, trabalha-se com sinal positivo para compressão.

4.2.1 Obtenção dos Modos de Vibrar e das Frequências Naturais

Procede-se à seguinte mudança de variáveis:

$$\bar{x} = \frac{x}{l}, \quad (93)$$

onde

x é a coordenada espacial; e

l é o comprimento da viga.

Tem-se que $d\bar{x} = 1/l$. Logo,

$$\frac{EI}{l^4} \frac{\partial^4}{\partial \bar{x}^4} \bar{w}(\bar{x}, t) + \frac{N}{l^2} \frac{\partial^2}{\partial \bar{x}^2} \bar{w}(\bar{x}, t) + m \frac{\partial^2}{\partial t^2} \bar{w}(\bar{x}, t) = 0. \quad (94)$$

Faz-se, então, a separação de variáveis:

$$\bar{w}(\bar{x}, t) = \varphi(\bar{x})G(t). \quad (95)$$

Substituindo (95) na Equação (94) e rearranjando, obtém-se

$$\frac{\varphi^{iv}(\bar{x})}{\varphi(\bar{x})} + \frac{Nl^2}{EI} \frac{\varphi''(\bar{x})}{\varphi(\bar{x})} = -\frac{ml^4}{EI} \frac{\ddot{G}(t)}{G(t)} = \bar{\beta}^4, \quad (96)$$

onde

as linhas e pontos indicam derivada em relação às coordenadas espacial e temporal, respectivamente; e

$\bar{\beta}^4$ é uma constante qualquer.

Da Equação (96) seguem as duas relações:

$$\ddot{G}(t) + \omega^2 G(t) = 0, \quad (97)$$

$$\varphi^{iv}(\bar{x}) + \frac{Nl^2}{EI} \varphi''(\bar{x}) + \bar{\beta}^4 \varphi(\bar{x}) = 0, \quad (98)$$

sendo ω a frequência circular.

Das Equações (96) e (97), segue que

$$\omega^2 = \bar{\beta}^4 \frac{EI}{ml^4}, \quad (99)$$

ou seja,

$$\bar{\beta}^4 = \omega^2 \frac{ml^4}{EI}. \quad (100)$$

A solução da Equação (97) é dada por Kreyszig e Normington (2006):

$$G(t) = \frac{\dot{G}(0)}{\omega} \text{sen}(\omega t) + G(0) \cos(\omega t). \quad (101)$$

Definindo

$$\bar{k}^2 = Nl^2/EI, \quad (102)$$

pode-se reescrever a Equação (98) como

$$\varphi^{iv}(\bar{x}) + \bar{k}^2 \varphi''(\bar{x}) + \bar{\beta}^4 \varphi(\bar{x}) = 0. \quad (103)$$

Assumindo $\varphi(\bar{x}) = C e^{s\bar{x}}$, segue que

$$(s^4 + \bar{k}^2 s^2 - \bar{\beta}^4) C e^{s\bar{x}} = 0. \quad (104)$$

As raízes são dadas por

$$s = \pm j\alpha_1, \pm \alpha_2, \quad (105)$$

onde

j é o número imaginário; e

α_1 e α_2 são dados por (SHAKER, 1975):

$$\alpha_1 = \sqrt{\sqrt{\bar{\beta}^4 + \left(\frac{\bar{k}^2}{2}\right)^2} + \frac{\bar{k}^2}{2}}, \quad (106)$$

$$\alpha_2 = \sqrt{\sqrt{\bar{\beta}^4 + \left(\frac{\bar{k}^2}{2}\right)^2} - \frac{\bar{k}^2}{2}}. \quad (107)$$

Os modos de vibrar são, pois, dados por

$$\varphi(\bar{x}) = C_1 \text{sen}(\alpha_1 \bar{x}) + C_2 \cos(\alpha_1 \bar{x}) + C_3 \text{senh}(\alpha_2 \bar{x}) + C_4 \cosh(\alpha_2 \bar{x}), \quad (108)$$

onde C_1 , C_2 , C_3 e C_4 são constantes determinadas por meio das condições de contorno.

4.2.2 Solução para Uma Viga Engastada em Ambas as Extremidades

A imposição das condições de contorno demanda o conhecimento da primeira derivada dos modos de vibrar em relação à coordenada espacial. A partir da Equação (108),

$$\varphi'(\bar{x}) = \alpha_1 [C_1 \cos(\alpha_1 \bar{x}) - C_2 \text{sen}(\alpha_1 \bar{x})] + \alpha_2 [C_3 \cosh(\alpha_2 \bar{x}) + C_4 \text{senh}(\alpha_2 \bar{x})]. \quad (109)$$

As condições de contorno são

$$\varphi(0) = \varphi'(0) = \varphi(1) = \varphi'(1) = 0. \quad (110)$$

Da imposição das condições de contorno em $\bar{x} = 0$, segue que

$$C_4 = -C_2, \quad (111)$$

$$C_3 = -\frac{\alpha_1}{\alpha_2} C_1. \quad (112)$$

Desta forma, a equação para os modos de vibrar passa a ser dada por

$$\varphi(\bar{x}) = C_1 \left[\text{sen}(\alpha_1 \bar{x}) - \frac{\alpha_1}{\alpha_2} \text{senh}(\alpha_2 \bar{x}) \right] + C_2 [\cos(\alpha_1 \bar{x}) - \cosh(\alpha_2 \bar{x})]. \quad (113)$$

A primeira derivada em relação à coordenada espacial passa a ser

$$\varphi'(\bar{x}) = \alpha_1 C_1 [\cos(\alpha_1 \bar{x}) - \cosh(\alpha_2 \bar{x})] - C_2 [\alpha_1 \text{sen}(\alpha_1 \bar{x}) + \alpha_2 \text{senh}(\alpha_2 \bar{x})]. \quad (114)$$

De modo que, em $\bar{x} = 1$,

$$\varphi(1) = C_1 \left[\text{sen}(\alpha_1) - \frac{\alpha_1}{\alpha_2} \text{senh}(\alpha_2) \right] + C_2 [\cos(\alpha_1) - \cosh(\alpha_2)] = 0, \quad (115)$$

$$\varphi'(1) = \alpha_1 C_1 [\cos(\alpha_1) - \cosh(\alpha_2)] - C_2 [\alpha_1 \sin(\alpha_1) + \alpha_2 \sinh(\alpha_2)] = 0. \quad (116)$$

Ou, matricialmente,

$$\begin{bmatrix} \sin(\alpha_1) - \frac{\alpha_1}{\alpha_2} \sinh(\alpha_2) & \cos(\alpha_1) - \cosh(\alpha_2) \\ \alpha_1 [\cos(\alpha_1) - \cosh(\alpha_2)] & \alpha_1 \sin(\alpha_1) + \alpha_2 \sinh(\alpha_2) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} C_1 \\ C_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \end{bmatrix}. \quad (117)$$

O sistema de equações (117) somente é satisfeito com solução não trivial (ou seja, com C_1 e C_2 diferentes de zero) se o determinante da matriz for nulo. Isto resulta em:

$$\alpha_1 [\sinh^2(\alpha_2) - \cosh^2(\alpha_2) - \sin^2(\alpha_1) - \cos^2(\alpha_1)] + 2\alpha_1 \cos(\alpha_1) \cosh(\alpha_2) + \alpha_1 \left(\frac{\alpha_1}{\alpha_2} - \frac{\alpha_2}{\alpha_1} \right) \sin(\alpha_1) \sinh(\alpha_2) = 0. \quad (118)$$

Agora, usando as identidades

$$\sin^2(\alpha_1) + \cos^2(\alpha_1) = 1, \quad (119)$$

$$\cosh^2(\alpha_2) - \sinh^2(\alpha_2) = 1, \quad (120)$$

reescreve-se a Equação (118) como

$$2[\cos(\alpha_1) \cosh(\alpha_2) - 1] + \left(\frac{\alpha_1}{\alpha_2} - \frac{\alpha_2}{\alpha_1} \right) \sin(\alpha_1) \sinh(\alpha_2) = 0. \quad (121)$$

Finalmente, usando a Equação (116), pode-se escrever

$$C_2 = \alpha_1 \frac{[\cos(\alpha_1) - \cosh(\alpha_2)]}{\alpha_1 \sin(\alpha_1) + \alpha_2 \sinh(\alpha_2)} C_1. \quad (122)$$

Substituindo (122) em (113), tem-se que

$$\varphi(\bar{x}) = C_1 \left\{ \sin(\alpha_1 \bar{x}) - \frac{\alpha_1}{\alpha_2} \sinh(\alpha_2 \bar{x}) + \alpha_1 \frac{[\cos(\alpha_1) - \cosh(\alpha_2)]}{\alpha_1 \sin(\alpha_1) + \alpha_2 \sinh(\alpha_2)} [\cos(\alpha_1 \bar{x}) - \cosh(\alpha_2 \bar{x})] \right\}. \quad (123)$$

A Equação (123) fornece a forma dos modos de vibrar da viga em cada uma de suas frequências naturais ω_n . Estas, por sua vez, são encontradas quando da resolução da Equação (121). Cada par de valores $[\alpha_1, \alpha_2]$ que satisfaz (121) fornece uma ω_n . Para que fique claro, repetem-se aqui as Equações (100), (106) e (107):

$$\bar{\beta}^4 = \omega^2 \frac{ml^4}{EI}. \quad (100)$$

$$\alpha_1 = \sqrt{\sqrt{\bar{\beta}^4 + \left(\frac{\bar{k}^2}{2}\right)^2} + \frac{\bar{k}^2}{2}}, \quad (106)$$

$$\alpha_2 = \sqrt{\sqrt{\bar{\beta}^4 + \left(\frac{\bar{k}^2}{2}\right)^2} - \frac{\bar{k}^2}{2}}. \quad (107)$$

A Equação (121) não possui solução analítica. Sua resolução deve ser feita por meio de métodos numéricos, em que cada iteração se inicia na escolha de um valor para ω . A partir desse valor, faz-se o cálculo dos valores de $\bar{\beta}^4$, α_1 e α_2 e se verifica se a Equação (121) é satisfeita. Em caso positivo, podem-se obter os modos de vibrar pela Equação (123).

Entretanto, a referida Equação (123) é numericamente inconveniente, porque, mesmo com valores de α_2 relativamente pequenos, o termo com o cosseno hiperbólico domina a função. Como o cosseno hiperbólico cresce (e somente cresce) com o aumento de seu argumento, tendendo rapidamente ao infinito, a obtenção dos modos de vibrar pela Equação (123) é inviabilizada por problemas numéricos, os quais, pelo menos para o conjunto de valores em tela, surgem já no primeiro modo de vibrar.

A fim de contornar esse problema, e de se obter uma modelagem mais prática e robusta, procedeu-se à elaboração de um modelo pelo método dos elementos finitos (MEF). Entretanto, a solução analítica é útil na obtenção de valores para as frequências naturais, e servirá a esse propósito neste trabalho.

4.3 SOLUÇÃO VIA MÉTODO DOS ELEMENTOS FINITOS

4.3.1 Discretização do Domínio

O cabo é dividido em n elementos, cada qual com dois nós. Cada nó tem dois graus de liberdade: o deslocamento $w(x,t)$ e a inclinação $w'(x,t)$ ($= -dw/dx$). O domínio de cada elemento se estende das coordenadas $(x_a, x_b) = (x_e, x_{e+1})$. Dentro de cada elemento, a coordenada global pode ser substituída pela coordenada local ξ , dada por

$$\xi = x - x_e. \quad (124)$$

4.3.2 Derivação das Equações Elementares

Recordando que a equação diferencial que governa o movimento transversal de uma viga homogênea submetida a uma carga axial (com sinal positivo de N para tração) é dada por

$$EI \frac{\partial^4}{\partial x^4} w(x, t) - N \frac{\partial^2}{\partial x^2} w(x, t) + m \frac{\partial^2}{\partial t^2} w(x, t) = p(x, t), \quad (92)$$

assume-se solução na forma

$$w(x, t) = W(x)e^{-j\omega t}. \quad (125)$$

Substituindo a Equação (125) na (92), ignorando o termo $p(x, t)$ e multiplicando por uma função de ponderação $v(x)$, obtém-se:

$$EIv \frac{d^4 W}{dx^4} - Nv \frac{d^2 W}{dx^2} - \omega^2 m v W = 0. \quad (126)$$

Dupla integração por partes do primeiro termo da Equação (126) em um elemento resulta em

$$\begin{aligned} \int_{x_e}^{x_{e+1}} EIv \frac{d^4 W}{dx^4} dx &= \int_{x_e}^{x_{e+1}} EI \frac{d^2 W}{dx^2} \frac{d^2 v}{dx^2} dx + v \left[\frac{d}{dx} \left(EI \frac{d^2 W}{dx^2} \right) \right]_{x_e}^{x_{e+1}} - \\ &\quad \frac{dv}{dx} \left[EI \frac{d^2 W}{dx^2} \right]_{x_e}^{x_{e+1}}. \end{aligned} \quad (127)$$

A integração por partes do segundo termo da Equação (126), por sua vez, fornece

$$- \int_{x_e}^{x_{e+1}} Nv \frac{d^2 W}{dx^2} dx = \int_{x_e}^{x_{e+1}} N \frac{dW}{dx} \frac{dv}{dx} dx - v \left[N \frac{dW}{dx} \right]_{x_e}^{x_{e+1}}. \quad (128)$$

Substituindo as equações (127) e (128) na (126), obtém-se

$$\begin{aligned} \int_{x_e}^{x_{e+1}} \left(EI \frac{d^2 W}{dx^2} \frac{d^2 v}{dx^2} + N \frac{dW}{dx} \frac{dv}{dx} \right) dx - \omega^2 \int_{x_e}^{x_{e+1}} m v W dx + \\ v \left[\frac{d}{dx} \left(EI \frac{d^2 W}{dx^2} \right) - N \frac{dW}{dx} \right]_{x_e}^{x_{e+1}} - \frac{dv}{dx} \left[EI \frac{d^2 W}{dx^2} \right]_{x_e}^{x_{e+1}} = 0. \end{aligned} \quad (129)$$

A Equação (129), também conhecida como forma fraca, pode ser reescrita como

$$([K^e] - \omega^2 [M^e]) \{\Delta^e\} = \{Q^e\}, \quad (130)$$

onde se faz a seguinte aproximação:

$$W(x) = \sum_{j=1}^4 \Delta_j^e \psi_j^e, \quad (131)$$

sendo

Δ_j^e os deslocamentos generalizados nodais no elemento; e

ψ_j^e são os polinômios cúbicos hermitianos usados como funções de ponderação (ou funções de forma), fornecidos por (sendo ξ a coordenada local do elemento, que varia de 0 a h_e)

$$\begin{aligned}\psi_1^e &= 1 - 3\left(\frac{\xi}{h_e}\right)^2 + 2\left(\frac{\xi}{h_e}\right)^3, \\ \psi_2^e &= -\xi\left(1 - \frac{\xi}{h_e}\right)^2, \\ \psi_3^e &= 3\left(\frac{\xi}{h_e}\right)^2 - 2\left(\frac{\xi}{h_e}\right)^3, \\ \psi_4^e &= -\xi\left[\left(\frac{\xi}{h_e}\right)^2 - \frac{\xi}{h_e}\right].\end{aligned}\tag{132}$$

Cada elemento das matrizes de rigidez $[K^e]$ e massa $[M^e]$ é dado, respectivamente,

por

$$K_{ij}^e = \int_{x_a}^{x_b} \left(EI \frac{d^2\psi_i^e}{dx^2} \frac{d^2\psi_j^e}{dx^2} + N \frac{d\psi_i^e}{dx} \frac{d\psi_j^e}{dx} \right) dx, \tag{133}$$

$$M_{ij}^e = \int_{x_a}^{x_b} m \psi_i^e \psi_j^e dx. \tag{134}$$

Cada elemento do vetor de forças generalizadas, Q^e , é dado por

$$\begin{aligned}Q_1^e &= \left[\frac{d}{dx} \left(EI \frac{d^2W}{dx^2} \right) - N \frac{dW}{dx} \right]_{x_a}, \\ Q_2^e &= \left[EI \frac{d^2W}{dx^2} \right]_{x_a}, \\ Q_3^e &= - \left[\frac{d}{dx} \left(EI \frac{d^2W}{dx^2} \right) - N \frac{dW}{dx} \right]_{x_b}, \\ Q_4^e &= - \left[EI \frac{d^2W}{dx^2} \right]_{x_b}.\end{aligned}\tag{135}$$

A substituição das funções de forma (132) e suas derivadas nas Equações (133) e (134) fornece as matrizes de rigidez e massa elementares:

$$[K^e] = \frac{2EI}{h_e^3} \begin{bmatrix} 6 & -3h_e & -6 & -3h_e \\ -3h_e & 2h_e^2 & 3h_e & h_e^2 \\ -6 & 3h_e & 6 & 3h_e \\ -3h_e & h_e^2 & 3h_e & 2h_e^2 \end{bmatrix} - \frac{N}{30h_e} \begin{bmatrix} 36 & -3h_e & -36 & -3h_e \\ -3h_e & 4h_e^2 & 3h_e & -1 \\ -36 & 3h_e & 36 & 3h_e \\ -3h_e & -1 & 3h_e & 4h_e^2 \end{bmatrix}, \quad (136)$$

e

$$[M^e] = \frac{mh_e}{420} \begin{bmatrix} 156 & -22h_e & 54 & 13h_e \\ -22h_e & 4h_e^2 & -13h_e & -3h_e^2 \\ 54 & -13h_e & 156 & 22h_e \\ 13h_e & -3h_e^2 & 22h_e & 4h_e^2 \end{bmatrix}, \quad (137)$$

onde h_e é o comprimento do elemento.

Se a inércia à rotação da viga tivesse sido considerada, ela entraria como um termo adicional na matriz de massa. Ocorre que esse termo somente é significativo quando a razão entre o diâmetro e o comprimento da viga é maior do que 1/10. No caso do cabo e dos fios mensageiros do neutralizador, é claro que essa razão é muito menor do que 1/10, motivo pelo qual a inércia à rotação da viga é desconsiderada.

Maiores detalhes acerca do método dos elementos finitos e do procedimento aqui empregado podem ser obtidos em Reddy (2006).

4.3.3 Montagem das Matrizes Globais

De posse das matrizes elementares $[K^e]$ e $[M^e]$, a montagem das matrizes globais $[K]$ e $[M]$ é feita com base na continuidade interelementar das variáveis primárias (deslocamento e inclinação) e no equilíbrio interelementar das variáveis secundárias (força cortante e momento fletor).

A expressão (138) ilustra o caso da montagem da matriz de rigidez global considerando uma malha de dois elementos. Nela, os índices sobrescritos 1 e 2 se referem ao elemento na malha, ao passo que os índices subscritos se referem à posição do componente da matriz de rigidez elementar (136).

$$[K] = \begin{bmatrix} K_{11}^1 & K_{12}^1 & K_{13}^1 & K_{14}^1 & 0 & 0 \\ K_{21}^1 & K_{22}^1 & K_{23}^1 & K_{24}^1 & 0 & 0 \\ K_{31}^1 & K_{32}^1 & K_{33}^1 + K_{11}^2 & K_{34}^1 + K_{12}^2 & K_{13}^2 & K_{14}^2 \\ K_{41}^1 & K_{42}^1 & K_{43}^1 + K_{21}^2 & K_{44}^1 + K_{22}^2 & K_{23}^2 & K_{24}^2 \\ 0 & 0 & K_{31}^2 & K_{32}^2 & K_{33}^2 & K_{34}^2 \\ 0 & 0 & K_{41}^2 & K_{42}^2 & K_{43}^2 & K_{44}^2 \end{bmatrix}. \quad (138)$$

4.3.4 Imposição das Condições de Contorno

As condições de contorno, engaste em ambas as extremidades, conduzem a que ambas as variáveis primárias (deslocamento e rotação) sejam nulas no primeiro e no último nós da malha (ou nos dois primeiros e nos dois últimos GDL da malha).

A imposição dessas condições de contorno é feita pela eliminação dos termos correspondentes a esses GDL no conjunto de equações global do sistema. Por exemplo, para o caso da matriz de rigidez (138), a imposição das condições de contorno leva a

$$[K] = \begin{bmatrix} K_{33}^1 + K_{11}^2 & K_{34}^1 + K_{12}^2 \\ K_{43}^1 + K_{21}^2 & K_{44}^1 + K_{22}^2 \end{bmatrix}, \quad (139)$$

e o sistema passa a ter dois GDL – e, portanto, duas frequências naturais.

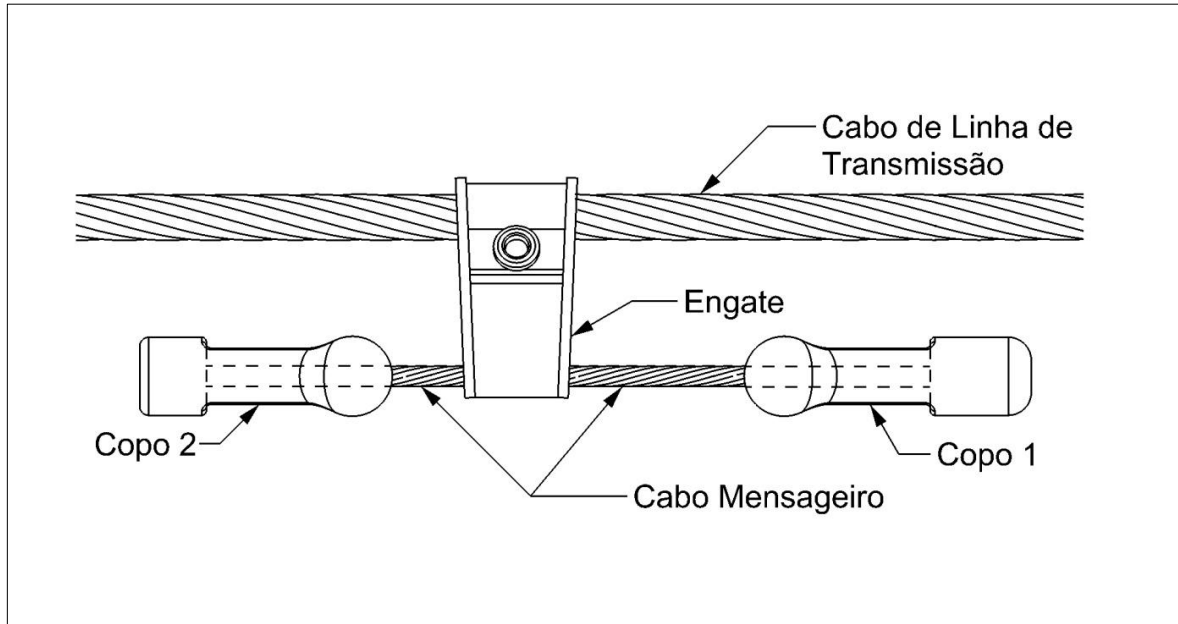
4.4 MODELAGEM DE UM NEUTRALIZADOR TIPO STOCKBRIDGE

A fim de poder simular os efeitos da introdução de um neutralizador em um cabo condutor, desenvolveu-se um modelo para o mais comum dos dispositivos de controle de vibração em cabos de linhas de transmissão aéreas, a saber, o neutralizador tipo Stockbridge.

O modelo considera o NDV como composto por duas subestruturas, cada qual correspondendo a uma das metades do dispositivo. Cada fio mensageiro é modelado de forma semelhante ao cabo, ou seja, como uma viga de Euler-Bernoulli, mas de apenas um elemento. A principal diferença se dá no cômputo de cada elemento da matriz de rigidez elementar, que, no caso do neutralizador, não contém o termo de carregamento axial N da Equação (136).

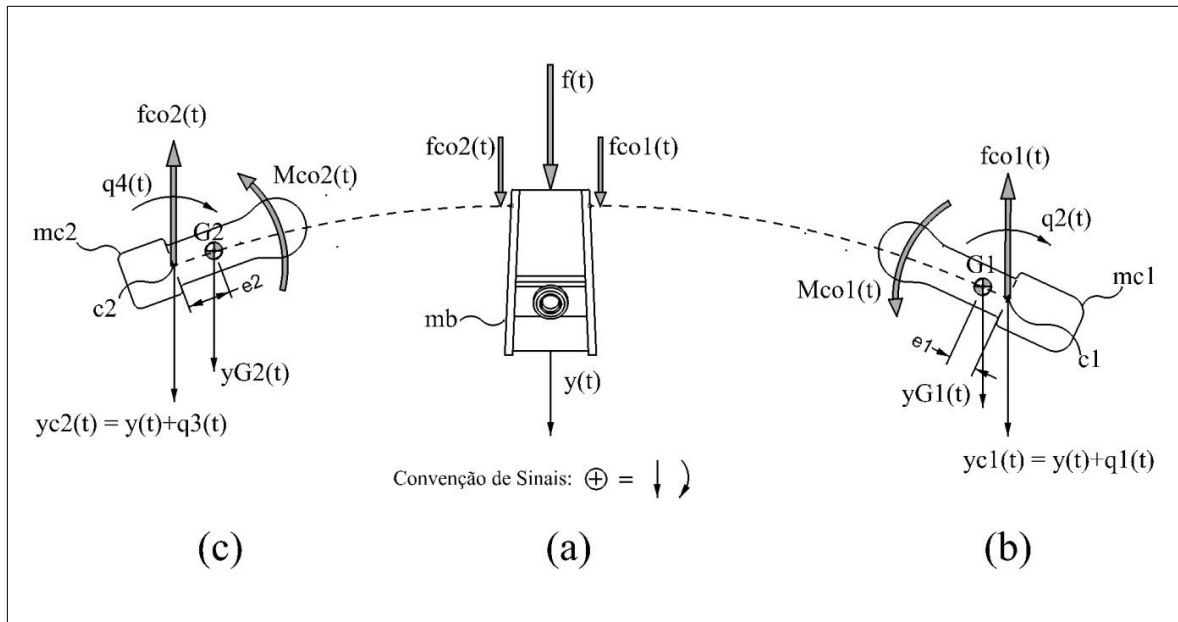
A FIGURA 23 é uma representação do dispositivo, cujo diagrama de corpo livre é mostrado na FIGURA 24. Considera-se aqui apenas a parte *b*) da FIGURA 24, visto que a modelagem para a parte *c*) é semelhante.

FIGURA 23 – REPRESENTAÇÃO ESQUEMÁTICA DE UM NEUTRALIZADOR TIPO STOCKBRIDGE



FONTE: O autor (2015).

FIGURA 24 – DIAGRAMA DE CORPO LIVRE DAS TRÊS PARTES DO NEUTRALIZADOR



FONTE: O autor (2015).

Após o cálculo dos termos da matriz de massa de cada metade do NDV, são adicionadas, por sobreposição, a massa e inércia a rotação da base e a massa e inércia a rotação do “copo” correspondente àquela metade do neutralizador, incluindo os efeitos ocasionados pelo fato de o centro de massa do copo poder não coincidir com o ponto de fixação deste ao fio mensageiro. Essa excentricidade, e_l na FIGURA 24, introduz termos na matriz de massa, que são calculados como segue.

Admitindo que o deslocamento angular $q_2(t)$ seja pequeno, pode-se escrever

$$\text{sen}(q_2(t)) \cong q_2(t), \quad (140)$$

$$\text{cos}(q_2(t)) \cong 1.$$

Considerando a FIGURA 24 e as Equações (140), observa-se que a força, $f_{c01}(t)$, e o momento, $M_{c01}(t)$, do copo são dados, respectivamente, por

$$f_{c01}(t) = m_{c1}[\ddot{q}_1(t) - e_1\ddot{q}_2(t)], \quad (141)$$

$$M_{c01}(t) = I_{c1}\ddot{q}_2(t) - m_{c1}[\ddot{q}_1(t) - e_1\ddot{q}_2(t)]e_1. \quad (142)$$

Fica claro que, matricialmente, esses termos entrarão na matriz de massa da subestrutura da seguinte forma:

$$[M_c^1] = \begin{bmatrix} m_0/2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & I_0/2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & m_{c1} & -e_1m_{c1} \\ 0 & 0 & -e_1m_{c1} & e_1^2m_{c1} + I_{c1} \end{bmatrix}, \quad (143)$$

onde m_0 e I_0 são, respectivamente, a massa e a inércia a rotação da base.

A matriz $[M_c^1]$ é então adicionada à matriz de massa do fio mensageiro para se obter a matriz de massa da primeira subestrutura (ou metade do NDV):

$$[M_{se}^1] = [M_{fm}^1] + [M_c^1], \quad (144)$$

sendo $[M_{se}^1]$ a matriz de massa da subestrutura 1 e $[M_{fm}^1]$ a matriz do fio mensageiro da subestrutura 1 (dada pela Equação (137) com m_{fm} , a massa por unidade de comprimento do fio mensageiro, no lugar de m , e com L_1 , o comprimento do fio mensageiro da subestrutura 1, no lugar de h_e).

Aplicando à subestrutura 2, que é a metade oposta do NDV, o mesmo procedimento chega-se a

$$[M_c^2] = \begin{bmatrix} m_0/2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & I_0/2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & m_{c2} & e_2m_{c2} \\ 0 & 0 & e_2m_{c2} & e_2^2m_{c2} + I_{c2} \end{bmatrix}, \quad (145)$$

Logo, a matriz de massa da subestrutura 2 é dada por

$$[M_{se}^2] = [M_{fm}^2] + [M_c^2]. \quad (146)$$

Encerra-se esta seção lembrando que os dois primeiros graus de liberdade da primeira subestrutura fazem fronteira com os dois primeiros graus de liberdade da segunda subestrutura (correspondentes aos termos com m_0 e I_0 nas Equações (143) e (145)). Estes são o deslocamento e a rotação na base do neutralizador. Ocorre que esses graus de liberdade também fazem fronteira com os dois graus de liberdade (deslocamento e rotação) do cabo nos quais se insere o NDV. Esses graus de liberdade são, portanto, os mesmos.

Logo, as duas subestruturas que constituem o neutralizador são inseridas na estrutura do sistema primário, o cabo, com auxílio da Equação (147):

$$T = \begin{bmatrix} I_{sp} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & I_b \\ 0 & I_{se1} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & I_b \\ 0 & 0 & I_{se2} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & I_b \end{bmatrix}, \quad (147)$$

de modo que os graus de liberdade são assim agrupados:

$$\begin{Bmatrix} x_{sp,i} \\ x_{sp,b} \\ x_{se1,i} \\ x_{se1,b} \\ x_{se2,i} \\ x_{se1,b} \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} I_{sp} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & I_b \\ 0 & I_{se1} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & I_b \\ 0 & 0 & I_{se2} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & I_b \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} x_{sp,i} \\ x_{se1,i} \\ x_{se2,i} \\ x_{sp,b} = x_{se1,b} = x_{se2,b} \end{Bmatrix}, \quad (148)$$

onde os subíndices $se1$ e $se2$ se referem às subestruturas 1 e 2, respectivamente.

Com as matrizes de massa e rigidez do SP e das subestruturas 1 e 2, além da matriz T , constroem-se as matrizes totais e reduzidas, como demonstrado na seção 3.2.2, e procede-se à análise modal (seção 3.2.1).

4.5 INTRODUÇÃO DE AMORTECIMENTO

O amortecimento é considerado proporcional à massa e à rigidez, com a construção da matriz C de cada viga (cabo e fios mensageiros 1 e 2) por meio da Equação (59). Entretanto, como já mencionado na seção 3.2.1, o modelo poderia suportar o uso de amortecimento modal, se desejado.

Para o objetivo pretendido neste trabalho, que é o de possuir um modelo que permita estimar a localização das ressonâncias e verificar o formato geral das funções resposta em frequência, considera-se que a hipótese de amortecimento proporcional é satisfatória.

5 METODOLOGIA DE ENSAIO

A metodologia de ensaio e análise desenvolvida para este trabalho se baseia na aplicação de técnicas bastante estabelecidas na dinâmica estrutural experimental, mas ainda pouco empregadas ao problema de determinação do desempenho dos dispositivos de controle de vibração em cabos para linhas aéreas de transmissão de energia. Essas técnicas dizem respeito à excitação do sistema e ao processamento dos dados do ensaio, e são expostas abaixo.

5.1 EXCITAÇÃO POR VARREDURA RÁPIDA DE FREQUÊNCIAS

Os primeiros trabalhos acerca da aplicação da varredura rápida de frequências (VRF), ou *chirp*, a problemas de vibração de estruturas começaram a ser publicados no fim da década de 1960, motivados pela necessidade e conveniência de se prover uma alternativa aos lentos, tediosos e caros métodos de ensaio em regime permanente.

Os métodos de ensaio em regime transiente são atraentes devido ao curto tempo de ensaio necessário. No início, contudo, sua aplicação foi severamente restringida pela dificuldade de se analisar dados de sistemas com muitos graus de liberdade. Mais tarde, com o advento da computação digital e a aquisição de dados via conversão analógico-digital, eliminou-se o problema (WHITE, 1971).

A escolha óbvia para a excitação neste tipo de método seria o impulso unitário, visto que este provê excitação de amplitude constante em todas as frequências. Mas, além de ser impossível reproduzir na prática um impulso perfeito, este tipo de excitação é não seletivo, porque se tem pouco controle quanto à faixa de frequências excitada. Além disto, quando a banda de frequências que se deseja excitar é muito ampla, pode haver problemas de medição da resposta do sistema, devido aos baixos níveis de energia dos sinais medidos, resultando em uma relação sinal-ruído muito desfavorável.

O trabalho de White (1968) introduziu o *chirp*, ou VRF, como uma alternativa ao impulso unitário. Uma VRF pode ser definida por (WHITE, 1972)

$$f(t) = F \sin[\varphi(t)], \quad 0 \leq t \leq T, \quad (149)$$

sendo

F a amplitude da excitação; e

T a duração do sinal de *chirp*.

A variação da função φ com o tempo fornece o perfil da frequência de excitação, de modo que

$$\omega(t) = \frac{d\varphi(t)}{dt}. \quad (150)$$

No caso de a taxa de varredura ser constante, isto é, de a varredura ser linear, a função φ assume a forma (WHITE, 1968)

$$\varphi(t) = a_c t^2 + \omega_0 t, \quad (151)$$

onde

$a_c = (\omega_f - \omega_0)/2T$, e ω_0 ; e

ω_f são as frequências circulares inicial e final da varredura, também referidas como frequências de corte.

Das Equações (150) e (151), obtém-se

$$\omega(t) = 2a_c t + \omega_0. \quad (152)$$

O *chirp* linear, construído com as Equações (149) e (151), possui a seguinte propriedade desejada: a de excitar com amplitude constante todas as frequências entre as frequências de corte ω_0 e ω_f .

Segundo White (1972), o valor médio do módulo da transformada de Fourier de um sinal de *chirp* entre ω_0 e ω_f é dado por

$$|\bar{F}(\omega)| = F \sqrt{\frac{\pi}{4a_c}}, \quad (153)$$

ao passo que, exatamente nas frequências de corte, este valor é dado por

$$|\bar{F}(\omega_0)| = |\bar{F}(\omega_f)| = \frac{F}{2} \sqrt{\frac{\pi}{4a_c}} = \frac{|\bar{F}(\omega)|}{2}. \quad (154)$$

White também mostra que, quando $\omega \rightarrow 0$ e quando $\omega \gg \omega_f$, $|F(\omega)| \rightarrow 0$, ou seja, a VRF excita o sistema praticamente apenas na banda entre ω_0 e ω_f .

5.2 PRÉ-PROCESSAMENTO DOS DADOS

Sinais de vibração adquiridos em pontos arbitrários em um vão de ensaio, em decorrência da aplicação de uma excitação por *chirp* em um determinado ponto, podem ser usados, em conjunto com o sinal de excitação, para estimar funções resposta em frequência do

sistema na banda de frequências de interesse. As estimativas de funções resposta em frequência serão obtidas no domínio da frequência, sendo necessário, portanto, levar os sinais pertinentes do domínio do tempo para o da frequência, com o uso da transformada de Fourier.

Entretanto, deve-se tomar cuidado nos casos em que o sistema mecânico sob ensaio é extenso, porque, sendo finita a velocidade de propagação do sinal de excitação, haverá atraso entre a excitação, gerada próxima a uma das extremidades do vão de ensaio, e a resposta, lida em um ponto que pode ser tão distante quanto a vizinhança da outra extremidade. No caso de ensaios em cabos de linhas de transmissão, são comuns vãos experimentais de 30 a 70 metros de comprimento.

Uma das maneiras de se determinar a ocorrência de atraso entre excitação e resposta, bem como a extensão desse atraso, se pertinente, é com uso da autocorrelação do sinal de excitação e da correlação cruzada entre os sinais de resposta e excitação, como descrito por Shin e Hammond (2008).

A autocorrelação não tendenciosa (ou “não viesada”) de um sinal de excitação é definida por

$$R_{ff}(\tau) = \frac{1}{T-|\tau|} E[f(t)f(t + \tau)], \quad (155)$$

onde

T é o tempo de aquisição;

τ é o intervalo temporal;

E é o valor esperado do termo entre colchetes; e

$f(t)$ é o sinal de excitação.

Semelhantemente, a correlação cruzada não tendenciosa entre resposta e excitação é dada por

$$R_{yf}(\tau) = \frac{1}{T-|\tau|} E[y(t)f(t + \tau)], \quad (156)$$

onde $y(t)$ é o sinal de resposta.

O atraso entre excitação e resposta pode ser estimado pela comparação de R_{ff} e de R_{yf} da resposta medida no ponto de excitação com R_{yf} da resposta medida no ponto de interesse, que pode ser distante do ponto de excitação.

O atraso na resposta, se existente, deve ser levado em conta para o cômputo da transformada de Fourier. Isto é feito selecionando o sinal da resposta N_t amostras atrasado em relação ao sinal de excitação, de modo que

$$N_t = \Delta t f_s, \quad (157)$$

onde

Δt é o atraso; e

f_s é a frequência de aquisição dos dados.

Uma vez conhecido o atraso Δt , e também a distância entre a excitação e a resposta, pode-se calcular a velocidade de propagação do sinal de excitação pelo cabo.

5.3 PROCESSAMENTO DOS DADOS

5.3.1 A Transformada de Fourier e Seu Cômputo Numérico

A transformada de Fourier de um sinal transiente $y(t)$ é dada por

$$\bar{Y}(f) = \int_{-\infty}^{\infty} y(t) e^{-j2\pi f t} dt, \quad (158)$$

a qual também pode ser escrita como

$$\bar{Y}(f) = \int_0^T y_p(t) e^{-j2\pi f t} dt, \quad (159)$$

visto que um sinal transiente como $y(t)$ é definido entre 0 e T , onde T é o tempo de aquisição (superior ao de duração do sinal) e $y_p(t)$ é o sinal transiente $y(t)$ reproduzido de forma periódica, com período T .

A Equação (159) é definida em todo o intervalo $-\infty < f < \infty$. Para sinais digitalizados, nos pontos $f = n f_1 = n/T$, com $f_1 = 1/T$ e $n = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots, \pm N_f$ (N_f é o número de pontos no domínio da frequência), tem-se que

$$\bar{Y}(n f_1) = \bar{Y}(n/T) = \int_0^T y_p(t) e^{-j(n 2\pi f_1)t} dt. \quad (160)$$

Por outro lado, como $y_p(t)$ é periódico, ele pode ser representado pela bem conhecida forma complexa da série de Fourier, tal que

$$y_p(t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \bar{c}_n e^{j(n 2\pi f_1)t}, \quad (161)$$

sendo \bar{c}_n os coeficientes correspondentes da série de Fourier, definidos por

$$\bar{c}_n = \frac{1}{T} \int_0^T y_p(t) e^{-j(n 2\pi f_1)t} dt. \quad (162)$$

A comparação das Equações (160) e (162) fornece, pois,

$$\bar{Y}(n/T) = T\bar{c}_n. \quad (163)$$

De acordo com Shin e Hammond (2008), os coeficientes da série de Fourier em forma complexa, para uma função periódica, são computados numericamente por

$$\bar{c}_n \approx \frac{1}{N} \sum_{k=0}^{N-1} y_k e^{-j\left(n\frac{2\pi k}{N_f}\right)}, \quad (164)$$

sendo y_k o k -ésimo ponto do sinal digitalizado no domínio do tempo.

Shin e Hammond (2008) também mostram que a transformada discreta de Fourier (*DFT – discrete Fourier transform*) é dada por

$$\bar{D}(n/T) = \sum_{k=0}^{N-1} y_k e^{-j\left(n\frac{2\pi k}{N_f}\right)}. \quad (165)$$

Comparando as Equações (163), (164) e (165), conclui-se que

$$\bar{Y}(n/T) \approx \frac{T}{N_f} \bar{D}. \quad (166)$$

Ou seja, a transformada de Fourier de um sinal digitalizado pode ser obtida pelo produto da *DFT* do sinal com a razão entre o período de aquisição e o número de pontos no domínio da frequência.

5.3.2 Densidade Espectral de Potência

Considerando uma amostra de um sinal truncado qualquer $y_T(t)$, este pode ser considerado transiente (visto ser truncado), sendo sua transformada de Fourier dada por

$$\bar{Y}(f) = \int_0^T y_p(t) e^{-j2\pi f t} dt, \quad (159)$$

recordando-se que T é o tempo de aquisição e $y_p(t)$ é o sinal transiente $y(t)$ reproduzido de forma periódica, com período T .

A potência média desse sinal é, pois, dada por $1/T \int_{-\infty}^{\infty} y_p^2(t) dt$. A aplicação do teorema de Parseval fornece

$$\frac{1}{T} \int_{-\infty}^{\infty} y_p^2(t) dt = \frac{1}{T} \int_0^T y_p^2(t) dt = \frac{1}{T} \int_{-\infty}^{\infty} |\bar{Y}(f)|^2 df = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{T} |\bar{Y}(f)|^2 df$$

O termo $|\bar{Y}(f)|^2/T$ na equação acima é denominado “densidade espectral bruta de potência”, $\hat{S}_{yy}(f)$. Ocorre que, tomando o limite quando T tende ao infinito, verifica-se que a

densidade espectral bruta de potência não converge. A redução da variabilidade do sinal é feita, portanto, tomando-se médias deste e assumindo valores médios nulos, o que resulta na densidade espectral de potência (*PSD – power spectral density*) propriamente dita, $S_{yy}(f)$. Define-se, assim,

$$S_{yy}(f) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} E[|\bar{Y}(f)|^2] = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} E[\bar{Y}^*(f)\bar{Y}(f)], \quad (167)$$

onde

E denota o valor esperado do termo entre colchetes; e

$\bar{Y}^*(f)$ é o complexo conjugado da transformada de Fourier $\bar{Y}(f)$ do sinal $y_p(t)$, computada pela Equação (166).

Em outras palavras, a função densidade espectral de potência de um sinal é calculada tomando-se sucessivas médias do produto entre a transformada de Fourier desse sinal por seu complexo conjugado, multiplicado pelo inverso do tempo de aquisição, T^{-1} .

Adicionalmente, a densidade espectral cruzada entre dois sinais $x_p(t)$ e $y_p(t)$ é definida por

$$S_{xy}(f) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} E[\bar{X}^*(f)\bar{Y}(f)], \quad (168)$$

onde $\bar{X}^*(f)$ é o complexo conjugado da transformada de Fourier $\bar{X}(f)$ do sinal $x_p(t)$, também computada pela Equação (166).

5.3.3 Estimativa de Funções Resposta em Frequência Via Densidades Espectrais de Potência

Uma relação linear entre um sinal de entrada $x(t)$ e um sinal de saída $y(t)$ de um sistema pode ser estimada por um ajuste de reta pelo método dos mínimos quadrados, de forma a se encontrar a inclinação α dessa reta que se ajuste aos dados tal que $y = \alpha x$ e minimize a soma dos erros quadráticos $\sum_{i=1}^{N_a} (e_i)^2$, onde N_a é o número de amostras.

De acordo com Shin e Hammond (2008), quando os erros no sinal de saída são considerados mais importantes (ou seja, deseja-se minimizar os erros em y), a função erro é definida como $e^y_i = y_i - \alpha_1 x_i$. A minimização da função objetivo J_I é feita, pois, por

$$\frac{dJ_I}{d\alpha_1} = \frac{d}{d\alpha_1} \left[\frac{1}{N_a} \sum_{i=1}^{N_a} (y_i - \alpha_1 x_i)^2 \right] = \frac{2}{N_a} \sum_{i=1}^{N_a} [(y_i - \alpha_1 x_i)(-x_i)] = 0.$$

Portanto,

$$\alpha_1 = \frac{\sum_{i=1}^{N_a} x_i y_i}{\sum_{i=1}^{N_a} x_i^2}. \quad (169)$$

Por outro lado, quando se deseja minimizar os erros em x , a função erro é definida como $e^x_i = x_i - y_i/\alpha_2$, de modo que a minimização é feita por

$$\frac{dJ_2}{d\alpha_2} = \frac{d}{d\alpha_2} \left[\frac{1}{N_a} \sum_{i=1}^{N_a} \left(x_i - \frac{y_i}{\alpha_2} \right)^2 \right] = \frac{2}{N_a} \sum_{i=1}^{N_a} \left[\left(x_i - \frac{y_i}{\alpha_2} \right) \left(\frac{y_i}{\alpha_2^2} \right) \right] = 0,$$

resultando em

$$\alpha_2 = \frac{\sum_{i=1}^{N_a} y_i^2}{\sum_{i=1}^{N_a} x_i y_i}. \quad (170)$$

No domínio da frequência, supondo uma série de resultados $\bar{X}_i(f)$ e $\bar{Y}_i(f)$, o subíndice i agora denota cada amostra realizada, correspondente a cada período T . Assim, uma expressão da forma

$$\frac{1}{N_a} \sum_{i=1}^{N_a} x_i^2$$

usada na determinação de α_1 pode ser substituída por

$$\frac{1}{N_a} \sum_{i=1}^{N_a} \frac{|\bar{X}_i^*(f) \bar{X}_i(f)|^2}{T} = \tilde{S}_{xx}(f), \quad (171)$$

a qual é a densidade espectral de potência (Equação (167)) estimada com N_a amostras de $\hat{S}_{xx}(f)$.

Analogamente,

$$\frac{1}{N_a} \sum_{i=1}^{N_a} x_i y_i$$

pode ser substituída por

$$\frac{1}{N_a} \sum_{i=1}^{N_a} \frac{|\bar{X}_i^*(f) \bar{Y}_i(f)|^2}{T} = \tilde{S}_{xy}(f). \quad (172)$$

Logo, a partir da Equação (169), define-se o estimador \bar{H}_1 como

$$\bar{H}_1 = \frac{\tilde{S}_{xy}(f)}{\tilde{S}_{xx}(f)} = \frac{1}{N_a} \sum_{i=1}^{N_a} \bar{X}_i^*(f) \bar{Y}_i(f) / \frac{1}{N_a} \sum_{i=1}^{N_a} \bar{X}_i^*(f) \bar{X}_i(f). \quad (173)$$

Diz-se que o estimador \bar{H}_1 é não tendencioso com relação ao sinal de saída (ou seja, é pouco sensível a ruídos no sinal de saída).

Semelhantemente,

$$\bar{H}_2 = \frac{\tilde{S}_{yy}(f)}{\tilde{S}_{yx}(f)} = \frac{1}{N_a} \sum_{i=1}^{N_a} \bar{Y}_i^*(f) \bar{Y}_i(f) / \frac{1}{N_a} \sum_{i=1}^{N_a} \bar{Y}_i^*(f) \bar{X}_i(f), \quad (174)$$

o qual é dito não tendencioso com relação ao sinal de entrada.

Adicionalmente, pode-se definir um terceiro estimador, não tendencioso com relação tanto ao sinal de entrada quanto ao de saída, dado por

$$\bar{H}_T = \frac{\tilde{s}_{yy}(f) - \tilde{s}_{xx}(f) + \sqrt{[\tilde{s}_{xx}(f) - \tilde{s}_{yy}(f)]^2 + 4|\tilde{s}_{xy}(f)|^2}}{2\tilde{s}_{yx}(f)}. \quad (175)$$

O estimador \bar{H}_T pode ser usado para decidir entre o uso de \bar{H}_1 ou \bar{H}_2 , em caso de divergência entre eles.

5.4 PÓS-PROCESSAMENTO DOS DADOS

Obviamente, o objetivo de qualquer sistema de controle de vibrações, incluindo os neutralizadores, é a redução dos níveis de vibração no sistema primário. Assim, é conveniente descrever o desempenho de um NDV em termos da magnitude da redução nos níveis de amplitude que este proporciona ao ser instalado no sistema primário.

Como a potência é proporcional ao quadrado da amplitude, uma medida da referida redução, em dB, pode ser feita por

$$Red[dB] = 20 \log_{10} \left[\sqrt{\sum_{k=i}^s |\bar{H}(\omega_k)_s|^2} / \sqrt{\sum_{k=i}^s |\bar{H}(\omega_k)_c|^2} \right], \quad (176)$$

onde as funções \bar{H} são estimadas pela Equação (173) ou (174) e os índices s e c se referem a “sistema” e “cabo”, ou seja, a grandezas medidas em ensaios com e sem neutralizador, respectivamente. Os índices i e s nos somatórios, por sua vez, se referem às frequências de corte inferior e superior, respectivamente.

A Equação (176) permite comparar diretamente o desempenho de diferentes neutralizadores instalados em um mesmo cabo, ou de um mesmo neutralizador instalado em diferentes cabos, em qualquer banda de interesse.

5.5 MÉTODO DE ENSAIO PROPOSTO

O método de ensaio proposto neste trabalho, a saber, de regime transiente com avaliação do desempenho do neutralizador em banda, é sintetizado abaixo:

- a) Instala-se o cabo na bancada de ensaios, sem o neutralizador, seguindo recomendações de configuração de ensaio propostas pelas normas IEEE 563 e IEEE 664;

- b) Posicionam-se em pontos arbitrários do cabo dois ou mais transdutores para medição, direta ou indireta, de sinais de deslocamento, velocidade ou aceleração;
- c) Instala-se o *shaker* em uma das extremidades do vão experimental, conectando-o ao cabo por meio de uma conexão elástica;
- d) Excita-se o cabo por meio de um sinal tipo *chirp* na faixa de frequências desejada;
- e) Calcula-se a transformada de Fourier dos sinais lidos pelos transdutores instalados no cabo por meio das Equações (165) e (166);
- f) Calculam-se as densidades espectrais de potência e cruzada (item 5.3.2), usando a transformada de Fourier obtida no item e);
- g) Repetem-se consecutivamente os itens d) a f) ao término de cada *chirp* aplicado, até se atingir o número de repetições desejado;
- h) Estima-se a função resposta em frequência desejada (item 5.3.3).

O ensaio é então repetido com o neutralizador instalado no cabo, e procede-se ao pós-processamento (item 5.4).

6 IMPLEMENTAÇÃO

6.1 SOFTWARES DE SIMULAÇÃO

A simulação do comportamento dinâmico do cabo (SP) e do sistema composto por cabo e neutralizador (SC) foi feita por meio de um código desenvolvido em Matlab[®].

A partir das propriedades do cabo e do neutralizador, o *software* faz a montagem das matrizes M , C e K , e, no caso de se desejar inserir um NDV, monta também as matrizes de cada subestrutura, obtém a matriz T e monta as matrizes reduzidas, antes de resolver o problema de autovalores para obter a receptância entre um ponto de medição especificado e o ponto de excitação. O operador deve entrar, obviamente, com as propriedades de cada componente do SC, mas também com a opção de inserir ou não um neutralizador, a posição do neutralizador e os pontos de excitação e medição.

O *software* permite a obtenção da curva de receptância ou mesmo da resposta do sistema considerando uma excitação tipo *chirp*, em cujo caso o operador deve entrar com as características e a intensidade do sinal. De posse da receptância do sistema e das características do sinal de excitação, no domínio da frequência, calcula-se a resposta por meio da Equação (68):

$$\bar{X} = \bar{H}\bar{F}. \quad (68)$$

Como explicado na seção 4.2, os valores das frequências naturais oriundas da análise modal do sistema com as matrizes obtidas pelo método dos elementos finitos são comparados aos valores obtidos via solução analítica. Para tal, foi desenvolvido um código, também em Matlab[®], para a resolução da Equação (121), a partir da qual se obtêm as frequências naturais por meio das Equações (100), (106) e (107).

Nesse caso, o *software* não foi tão automatizado, e sua operação exige certa dose de paciência por parte do operador, que deve, ele mesmo, encontrar os pontos de cruzamento dos dois termos da Equação (121) a partir de um gráfico mostrado depois que o programa é rodado. Após encontrar uma frequência natural, o operador deve solicitar ao programa que mostre outras áreas do gráfico, a fim de verificar onde se encontra o próximo cruzamento.

É claro que toda essa operação poderia ser automatizada com o uso de algoritmos de minimização de funções, mas, como a utilidade da solução analítica é bastante restrita neste trabalho, optou-se por priorizar os outros *softwares*, de importância mais central.

Ambos os códigos de simulação descritos nesta seção são disponibilizados em sua íntegra nos Apêndices 1 e 2.

6.2 EXECUÇÃO DOS ENSAIOS

6.2.1 *Software* de Ensaio

A execução do ensaio cuja metodologia é descrita no capítulo 5 foi feita por meio de um *software* desenvolvido em LabVIEW[®]. Esse código faz a geração do sinal de excitação a partir das características definidas pelo operador antes de o programa ser executado. Ele também faz, durante o ensaio, a aquisição dos sinais de uma célula de carga instalada no ponto de conexão entre o *shaker* e o cabo, bem como de três acelerômetros, que podem ser instalados em qualquer lugar no cabo.

Depois de encerrado o primeiro sinal de excitação (que pode durar, por exemplo, um segundo, se assim o operador especificar), o *software* começa a repetir esse sinal até que o operador comande o término do ensaio. A transição entre o fim de um *chirp* e o início de outro é feito de modo a se evitar a ocorrência de eventuais “dentes” ou “degraus” no sinal, que é assim contínuo do início ao fim.

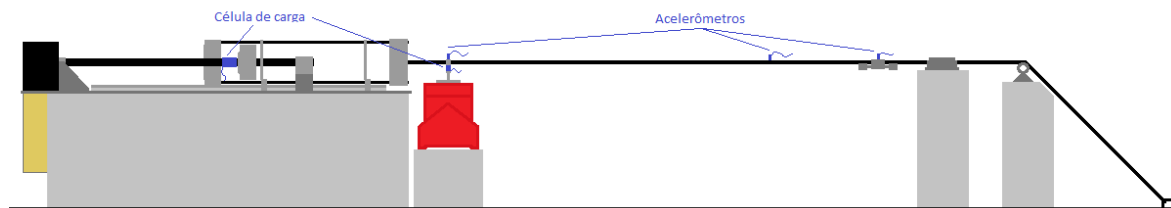
O *software*, por fim, armazena os dados colhidos, ainda no domínio do tempo, no arquivo que o operador especificou antes de executar o programa, juntamente com o sinal de excitação gerado pelo programa. O Apêndice 3 apresenta o código.

6.2.2 Disposição Física da Bancada para os Ensaio

Todos os ensaios deste trabalho foram executados na bancada de ensaios número 2 do Laboratório de Ensaio em Cabos e Acessórios (LECA) da Divisão de Sistemas Mecânicos (DVSM), do Departamento de Mecânica e Emissões (DPME) dos Institutos Lactec.

A configuração física da bancada para esses ensaios é mostrada na FIGURA 25.

Os sinais das células de carga (de tração e de excitação, na conexão *shaker*-cabo) são enviados para um condicionador de sinais HBM[®] MGC II. O sinal da célula de carga da excitação é então enviado, juntamente com os sinais dos acelerômetros, para um sistema de aquisição de dados e controle National Instruments[®] NI PXIe-1078. Esses sinais são lidos por duas placas de aquisição, NI PXI-4461 e NI PXI-4462.

FIGURA 25 – *SETUP* DA BANCADA PARA OS ENSAIOS

FONTE: O autor (2015).

O *software* de ensaio então armazena os dados lidos e envia para o amplificador do *shaker* o sinal de excitação, com as características definidas pelo operador.

A tração aplicada ao cabo é ajustada manualmente, a partir do sinal da célula de carga de tração lido pelo condicionador HBM MGC II e mostrado em seu *display*.

O método de fixação dos acelerômetros ao cabo oferece um desafio adicional, visto que a superfície superior do condutor é irregular, além de curva. Por isso, a fixação por meio da cera sintética fornecida pelos fabricantes de acelerômetros e amplamente utilizada nesse tipo de ensaio em outras estruturas é, neste caso, inútil. Outras alternativas foram investigadas, como o uso de abraçadeiras (TORRES, 1994).

A solução encontrada, e utilizada nos ensaios de vibração em cabos no LECA já há considerável tempo, consiste na aplicação de uma fita adesiva comum em torno do cabo no local do posicionamento do acelerômetro, sobre a qual é aplicada uma pequena quantidade de cola quente comum. Enquanto a cola ainda está quente, e bastante líquida, o acelerômetro é posicionado e apertado com vigor contra a superfície da fita, ocasionando que a cola preencha os interstícios da base do acelerômetro e os espaços porventura vazios entre a fita e o acelerômetro. Depois de seca e enrijecida, a cola cria um elo entre a superfície curva e irregular do cabo e a base do acelerômetro, evitando que este se desprenda durante o ensaio.

A célula de carga da excitação, por sua vez, é aparafusada na conexão rígida entre o excitador e o cabo. Essa conexão rígida é usada no lugar da conexão elástica originalmente planejada unicamente por motivos de disponibilidade. Como se verá mais adiante, este detalhe ocasionará certas consequências nos resultados.

Da FIGURA 26 à FIGURA 28 são mostradas fotos do *setup* de ensaio.

FIGURA 26 – MÁQUINA DE TRAÇÃO DA BANCADA DE ENSAIOS



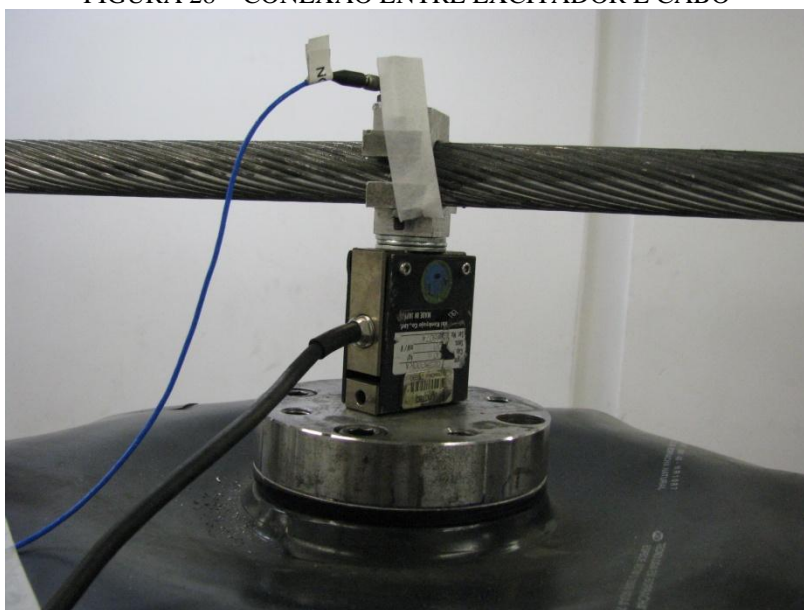
FONTE: O autor (2015).

FIGURA 27 – ACELERÔMETRO FIXADO AO CABO



FONTE: O autor (2015).

FIGURA 28 – CONEXÃO ENTRE EXCITADOR E CABO



FONTE: O autor (2015).

6.3 *SOFTWARES* DE PROCESSAMENTO DOS SINAIS

Foram desenvolvidos dois códigos em Matlab[®] para o processamento dos dados colhidos nos ensaios. O primeiro deles permite a análise da autocorrelação e da correlação cruzada dos sinais lidos, a fim de se determinar qual o atraso entre a excitação e a resposta analisadas.

O segundo faz o cômputo dos estimadores de receptância e apresenta os gráficos correspondentes. Este é o principal dos códigos de processamento.

Os códigos são apresentados nos Apêndices 4 e 5.

7 RESULTADOS E DISCUSSÃO

O cabo condutor usado nos ensaios foi o *ACSR* (*aluminum conductor steel reinforced* – condutor de alumínio reforçado com aço) 795 kcmil “*Tern*”, de 27 mm de diâmetro externo nominal. Ele é constituído de três camadas de fios alumínio comum para cabos condutores (Al 1350), dispostas concêntricamente ao redor de duas camadas de fios de aço galvanizado. Cada um dos 45 fios de alumínio tem 3,38 mm de diâmetro, ao passo que os 7 fios de aço galvanizado têm, cada um, 2,25 mm de diâmetro. A seção transversal total é de 431,6 mm².

Sua massa por unidade de comprimento é de 1,333 4 kg/m, enquanto sua RMC (resistência mecânica calculada – uma estimativa teórica para a carga de ruptura esperada) é de 9 998 kgf (98,05 kN). Todas essas especificações foram fornecidas pelo fabricante, mantido em sigilo por questões de confidencialidade.

O módulo de elasticidade efetivo do cabo, entretanto, foi obtido em ensaio normatizado em laboratório, tendo valor de 68,635 GPa. A rigidez à flexão do cabo, desconhecida, é estimada, para fins de simulação, em metade da rigidez à flexão de uma viga circular de diâmetro igual ao do cabo, e constituída de material com mesmo módulo de elasticidade (EPRI, 2009). Ou seja,

$$EI = \left[E \frac{\pi D^4}{64} \right] / 2, \quad (177)$$

onde E é o módulo de elasticidade do cabo e D é o diâmetro externo nominal do cabo.

O neutralizador, por sua vez, é um Stockbridge assimétrico de 4,3 kg de massa indicado para aplicação em cabos de diâmetro externo nominal na faixa de 20 a 28,2 mm. O comprimento do fio mensageiro de cada lado do grampo foi medido com paquímetro, resultando em 195 e 143 mm. Pelo fato de que com as simulações se pretende somente investigar os efeitos da introdução do dispositivo no sistema primário (sem proceder, por exemplo, a uma identificação paramétrica), as demais características físicas do NDV são apenas estimadas.

A massa e inércia à rotação do grampo são estimadas em 1,3 kg e 0,001 kgm². A massa, a inércia à rotação e a excentricidade do copo maior são estimadas em 1,6 kg, 0,002 kgm² e 30 mm, respectivamente. As mesmas características, para o copo menor, são estimadas em 1,4 kg, 0,001 333 kgm² e 15 mm, respectivamente.

A massa por unidade de comprimento do fio mensageiro é estimada em 0,48 kg/m, ao passo que sua rigidez à flexão é considerada 65% da rigidez à flexão de uma viga circular

de mesmo diâmetro que o fio mensageiro (aproximadamente de 11,2 mm, após medição com paquímetro), e constituída de material com módulo de elasticidade de 180 GPa.

A FIGURA 29 mostra uma foto do neutralizador. Novamente, o fabricante é mantido em sigilo por questões de confidencialidade.

FIGURA 29 – NEUTRALIZADOR ENSAIADO



FONTE: O autor (2015).

Os ensaios são realizados com uma tração (lida pela célula de carga instalada na máquina de tração, conforme mostrado na FIGURA 25) de 17,84 kN, o equivalente a aproximadamente 18,2% da RMC do cabo. O *shaker* é posicionado a 594 mm da fixação do cabo à máquina de tração, distância medida com trena metálica. Já o neutralizador é posicionado a 1 300 ou a 1 500 mm da terminação do cabo na extremidade oposta do vão experimental. Em ambos os casos, o ensaio é feito primeiro com o neutralizador posicionado de forma que o lado do copo maior fique apontado para fora do vão (ou seja, para a extremidade do cabo mais próxima) e depois de forma que o copo maior fique do lado de dentro do vão. O comprimento total do vão experimental, lido com trena a *laser*, é de 29 600 mm.

O número total de ensaios foi seis. Em todos eles, foi medida a força de excitação, com célula de carga instalada na conexão *shaker*-cabo, e também a resposta (aceleração) no ponto de excitação, em um ponto localizado aproximadamente na metade do vão experimental (a cerca de 15,75 m de distância da máquina de tração) e no ponto de instalação do neutralizador (ou seja, a 1 300 ou a 1 500 mm de distância da terminação oposta à máquina de tração). Nos ensaios em que o NDV é instalado no cabo, a resposta é medida diretamente sobre o grampo do dispositivo.

A aceleração medida é imediatamente integrada duas vezes pelo *software* de ensaio para se obter o deslocamento (logo, daqui em diante, sempre que se falar em “resposta” refere-se ao deslocamento).

Em todos os ensaios, o *chirp* gerado para excitação varre a faixa de frequências de 6 a 70 Hz, em um segundo. Esse sinal é gerado continuamente por 57 vezes, e ignora-se o período correspondente ao primeiro sinal, a fim de serem evitadas eventuais anomalias provenientes do início do ensaio. Tomam-se, portanto, 56 segundos de aquisição, que, para fins de estimativas das densidades espectrais, são separados em 4 períodos de 14 segundos cada (portanto, $N_a = 4$ nas Equações (171) e (172), e a resolução em frequência é de $1/14 = 0,0714$ Hz). A intensidade do sinal de excitação é mantida igual para todos os ensaios, a fim de as estimativas para as receptâncias poderem ser diretamente comparadas.

A taxa de aquisição dos sinais é de 2 000 Hz, resultando em 0,5 milissegundo de resolução no domínio do tempo.

7.1 ATRASO ENTRE EXCITAÇÃO E RESPOSTA

Considerando um dos ensaios, qual seja o ensaio sem a presença do NDV com um dos acelerômetros a 1 300 mm da extremidade do vão, a autocorrelação do sinal de força na excitação e a correlação cruzada entre resposta na excitação e força na excitação é mostrada na FIGURA 30, para os primeiros três segundos de registro (em todos os gráficos apresentados nesta seção, o sinal da correlação cruzada é multiplicado por certo valor para que fique na mesma ordem de grandeza do sinal da autocorrelação, a fim de tornar mais fácil a comparação dos sinais).

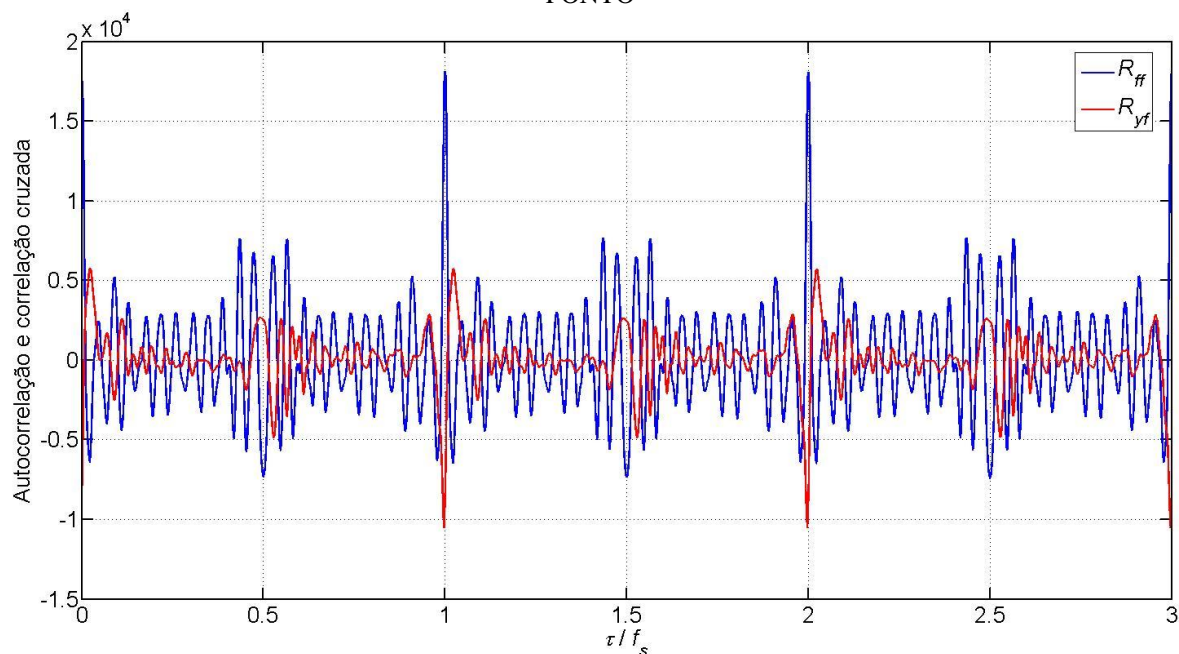
É importante notar que para valores inteiros de τ/f_s os picos positivos no sinal da autocorrelação coincidem com os picos negativos no sinal da correlação cruzada. Esses são os momentos nos quais o sinal de excitação é reiniciado (cada *chirp* tem duração de 1 segundo). Como a resposta é lida no ponto de excitação, não há atraso entre os sinais.

A FIGURA 31, por sua vez, apresenta o mesmo que a FIGURA 30, mas agora com a correlação cruzada do sinal de resposta lido próximo à extremidade oposta do vão, a 1 300 mm da terminação. Há, portanto, 27 706 mm de distância entre os pontos de excitação e resposta ($29\,600 - 594 - 1\,300 = 27\,706$). Claramente, os picos negativos da correlação cruzada estão defasados, não mais coincidindo com os picos positivos da autocorrelação.

A FIGURA 32 mostra agora o mesmo gráfico da FIGURA 31, mas tomando agora o sinal de resposta com 230 amostras (ou 115 ms) de atraso em relação à excitação. É possível

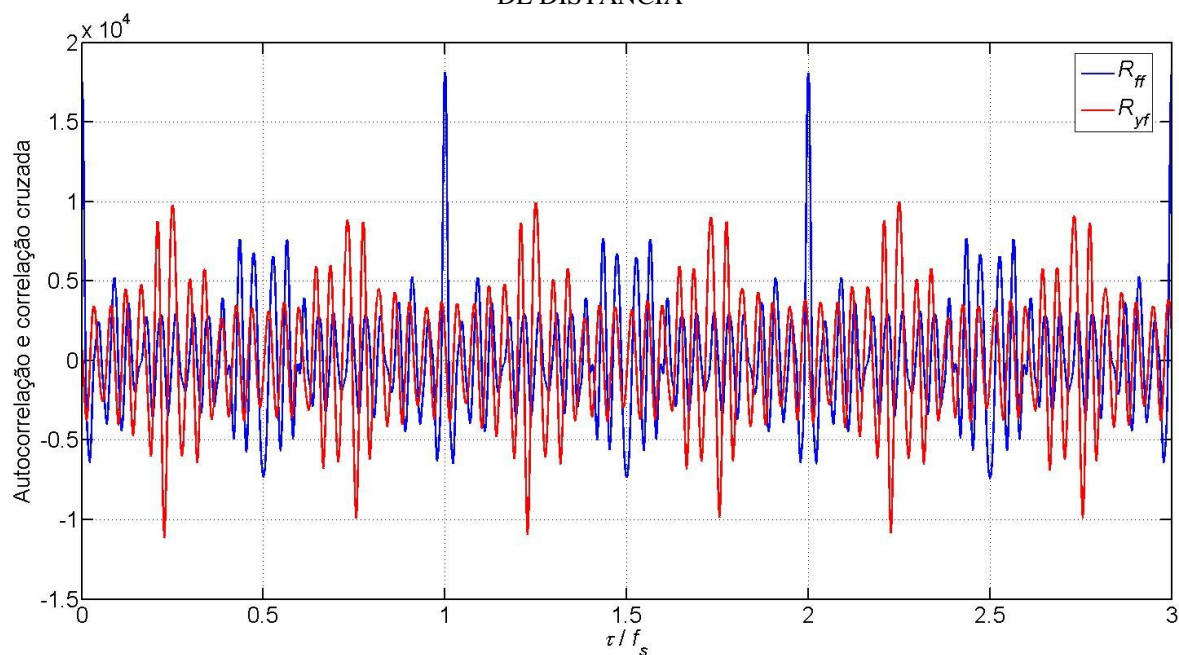
observar o sinal da correlação cruzada sendo deslocado para a esquerda em comparação ao gráfico da FIGURA 31. Isto significa que houve redução no atraso entre excitação e resposta.

FIGURA 30 – AUTOCORRELAÇÃO E CORRELAÇÃO CRUZADA DE SINAIS LIDOS NO MESMO PONTO



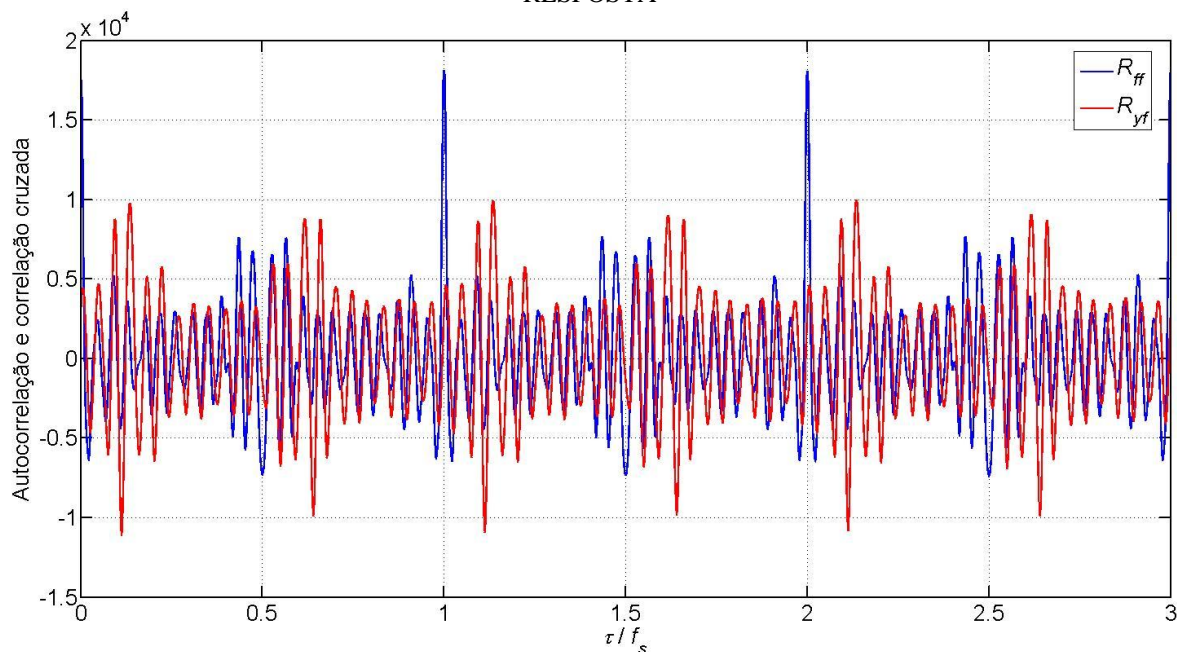
FONTE: O autor (2015).

FIGURA 31 – AUTOCORRELAÇÃO E CORRELAÇÃO CRUZADA DE SINAIS LIDOS A 27,7 METROS DE DISTÂNCIA



FONTE: O autor (2015).

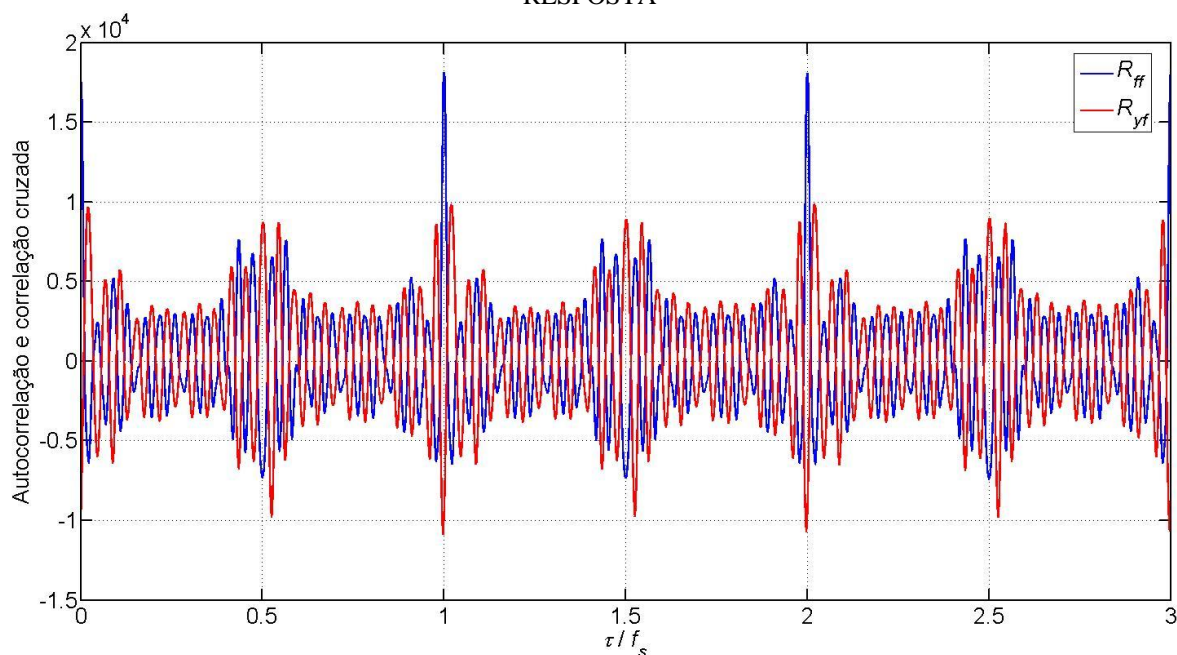
FIGURA 32 – CORRELAÇÃO CRUZADA COMPUTADA CONSIDERANDO ATRASO DE 115 ms NA RESPOSTA



FONTE: O autor (2015).

Finalmente, a FIGURA 33 mostra agora os mesmos gráficos com o sinal de resposta com 460 amostras (ou 230 ms) de atraso em relação à excitação. Os picos da correlação cruzada agora coincidem com os da autocorrelação da excitação e também com os da correlação cruzada da FIGURA 30. Ou seja, o atraso foi plenamente levado em conta.

FIGURA 33 – CORRELAÇÃO CRUZADA COMPUTADA CONSIDERANDO ATRASO DE 230 ms NA RESPOSTA



FONTE: O autor (2015).

O desenvolvimento acima deixa claro que é necessário compensar o atraso entre excitação e resposta quando da tomada dos sinais para o processamento que leva ao cômputo dos estimadores de receptância.

Esse procedimento de comparação gráfica foi realizado para os sinais adquiridos em todos os ensaios, e em todos os casos se verificou algum atraso dos sinais lidos longe da excitação. A TABELA 1 mostra o atraso, em termos de milissegundos e de número de amostras, obtido em cada ensaio. Na primeira linha, o número que segue à identificação do ensaio se refere ao posicionamento do último acelerômetro (a 1 300 ou a 1 500 mm de distância da terminação oposta à máquina de tração). Esse acelerômetro é identificado como “Acc 3” na segunda coluna. Ainda na primeira linha, os subscritos f e d se referem ao posicionamento do copo grande do NDV – f para apontado para fora do vão experimental e d para apontado para dentro. A identificação “Cabo” se refere aos ensaios sem neutralizador. “Acc 2” diz respeito ao sinal lido pelo segundo acelerômetro, aproximadamente na metade do vão de ensaio.

A última linha da referida tabela apresenta a velocidade de propagação de onda, c_p , do ponto de excitação ao ponto de leitura da resposta. Essa velocidade é calculada apenas para o sinal lido pelo último acelerômetro (“Acc 3” na tabela), visto que a medição do ponto de posicionamento do segundo acelerômetro (ou seja, de sua distância para o ponto de excitação) foi feita com precisão bem menor.

TABELA 1 – ATRASOS ENTRE EXCITAÇÃO E RESPOSTA DE SINAIS LIDOS EM PONTOS DISTANTES

DISTÂNCIAS								
ENSAIO:			Cabo 1300	NDV _f 1300	NDV _d 1300	Cabo 1500	NDV _f 1500	NDV _d 1500
ATRASO	Acc 2	[ms]	125	122,5	123	125,5	123	123,5
		[amostras]	250	245	246	251	246	247
	Acc 3	[ms]	230	226	226,5	229	226,5	227
		[amostras]	460	452	453	458	453	454
	<i>c_p</i> [m/s]			120,5	122,6	122,3	120,1	121,4

FONTE: O autor (2015).

Observa-se que as variações nos valores de atraso (e, conseqüentemente, de velocidade de propagação) são pequenas, da ordem de, no máximo, 2%. Esses valores são especialmente próximos quando comparados ensaios semelhantes (por exemplo, sem a introdução do neutralizador). Essas variações são atribuídas a pequenas flutuações na tração aplicada ao cabo entre um e outro ensaio. Outra hipótese é que a introdução do NDV modifica

ligeiramente a rigidez à flexão do sistema como um todo, ocasionando alterações na velocidade de propagação de onda.

Encerra-se esta seção comparando os valores de velocidade de propagação aqui calculados com os valores obtidos por outro autor. Torres (1994), fazendo ensaios com ondas progressivas em um cabo ACSR 636 kcmil “*Grosbeak*”, de 25,16 mm de diâmetro externo nominal, encontrou valores entre 133 e 143 m/s, próximos aos valores aqui obtidos (há que se levar em consideração que os cabos são diferentes). Torres propôs também um meio de se calcular a rigidez flexional do cabo a partir da velocidade de propagação de onda, a partir da Equação (178):

$$EI = \left[m(2\pi f)^2 - N \left(\frac{2\pi f}{c_f} \right)^2 \right] / \left(\frac{2\pi f}{c_f} \right)^4, \quad (178)$$

onde

m é a massa por unidade de comprimento do cabo;

f é a frequência;

N é a força axial aplicada ao cabo; e

c_f é a velocidade de fase, dada por

$$c_f = \left[c_p + \sqrt{c_p^2 + 8 \frac{N}{m}} \right] / 4. \quad (179)$$

Ao se estimar a rigidez à flexão do cabo por meio da Equação (178) no caso do ensaio identificado como “Cabo 1500” na TABELA 1, por exemplo, observa-se que os valores variam de 1 605 Nm², a 10 Hz, até 36,8 Nm², a 66 Hz. A baixas frequências, há pouco deslizamento entre os fios que compõem o cabo, e a rigidez flexional é próxima à de uma barra de seção circular e diâmetro igual ao diâmetro do cabo. Esse é o maior valor para a rigidez à flexão que o cabo pode alcançar (calcula-se esse valor por meio da Equação (177), eliminando a divisão). No caso em tela, a rigidez flexional máxima $EI_{máx}$ é de 1 790 Nm².

Ao se aumentar a frequência, entretanto, mais deslizamento ocorre entre os fios do cabo, e o valor da rigidez à flexão se aproxima de um valor mínimo, dado pela contribuição individual isolada de cada fio constituinte do cabo. Esse valor mínimo é dado por

$$EI_{min} = [E_{Al}n_{Al}d_{Al}^4 + E_{st}n_{st}d_{st}^4] \frac{\pi}{64}, \quad (180)$$

onde

E é o módulo de elasticidade;

n é o número de fios; e

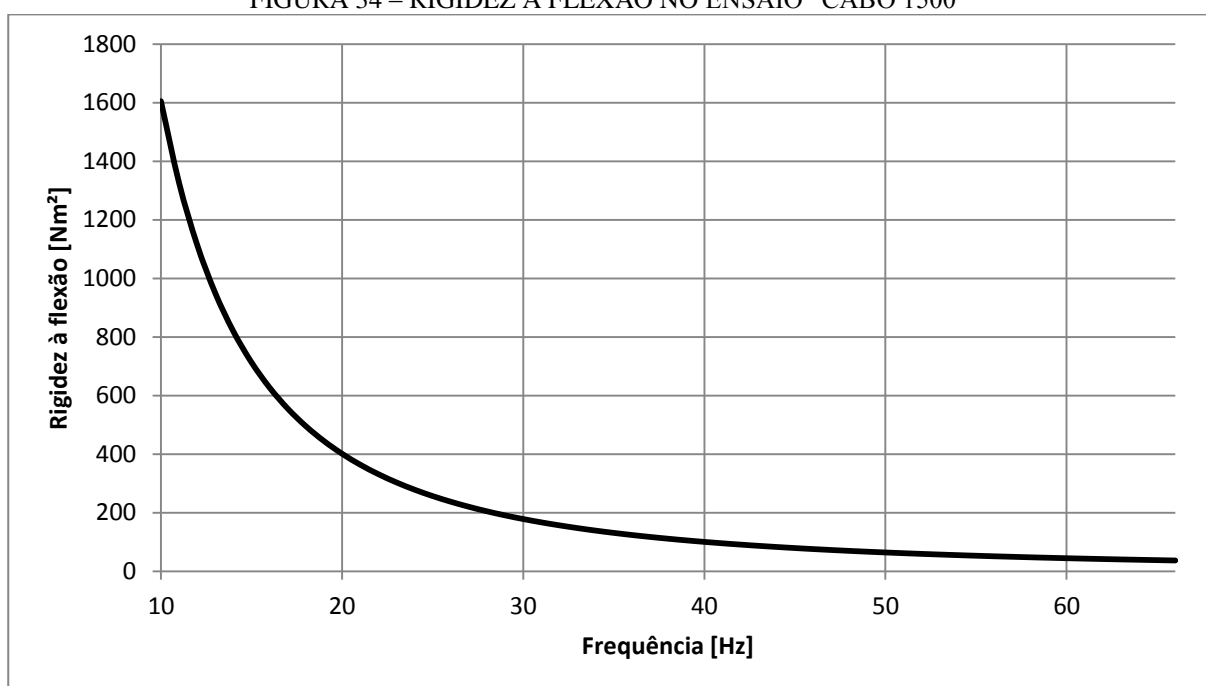
d é o diâmetro de cada fio, de alumínio (subscrito Al) e de aço (subscrito st).

Os módulos de elasticidade do alumínio e do aço foram também obtidos por ensaio em laboratório, resultando em, respectivamente, 60,65 e 187,2 GPa. No caso em tela, EI_{\min} é de 19,13 Nm².

A FIGURA 34 mostra o comportamento da rigidez flexional do cabo neste caso, com valores calculados pela Equação (178).

Quando se introduz o neutralizador, no entanto, percebe-se que este aumenta a rigidez à flexão equivalente do sistema, e o limite EI_{\max} deixa de ser respeitado.

FIGURA 34 – RIGIDEZ À FLEXÃO NO ENSAIO “CABO 1500”



FONTE: O autor (2015).

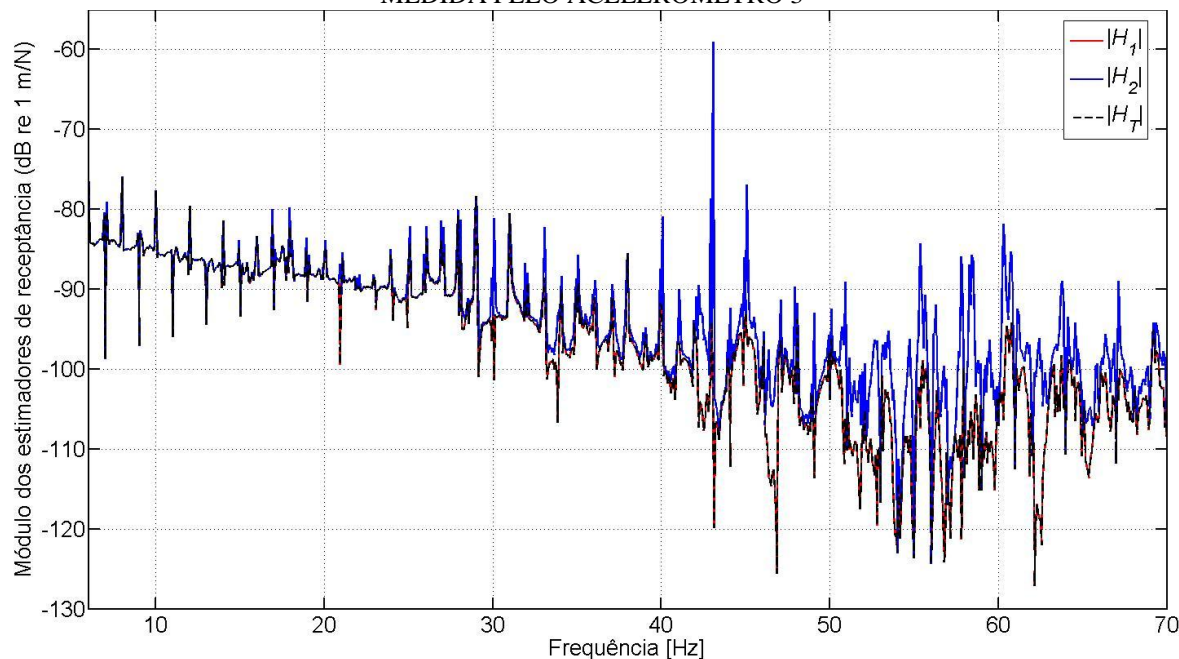
7.2 ESCOLHA DO ESTIMADOR DE RECEPTÂNCIA

A FIGURA 35 mostra o gráfico do módulo de \bar{H}_1 , \bar{H}_2 e \bar{H}_T para um dos ensaios. É clara a diferença do estimador \bar{H}_2 para os demais. Os estimadores \bar{H}_1 e \bar{H}_T , por outro lado, são indistinguíveis. Essa comparação, no módulo e na fase dos estimadores, foi feita para todos os ensaios, e o resultado é sempre o mesmo: o único estimador a divergir dos demais é o \bar{H}_2 , ficando o \bar{H}_1 e o \bar{H}_T indistinguíveis entre si.

Adicionalmente, observa-se que as maiores diferenças entre o \bar{H}_1 (juntamente com o \bar{H}_T) e o \bar{H}_2 se dão a frequências mais elevadas. Uma hipótese para esse fenômeno é que a altas frequências o deslocamento se torna bastante reduzido, e a relação sinal ruído se deteriora.

Como o \bar{H}_2 é não tendencioso com relação ao sinal de entrada, e não ao de saída, esse estimador parece ser mais propenso a erros nessa região. O \bar{H}_1 , por sua vez, é não tendencioso com relação ao sinal de saída, e coincide com o \bar{H}_T até nas frequências mais elevadas. Por isso, decidiu-se prosseguir com as análises sempre usando o estimador \bar{H}_1 .

FIGURA 35 – ESTIMADORES DE RECEPTÂNCIA PARA O ENSAIO “CABO 1300”, COM RESPOSTA MEDIDA PELO ACELERÔMETRO 3



FONTE: O autor (2015).

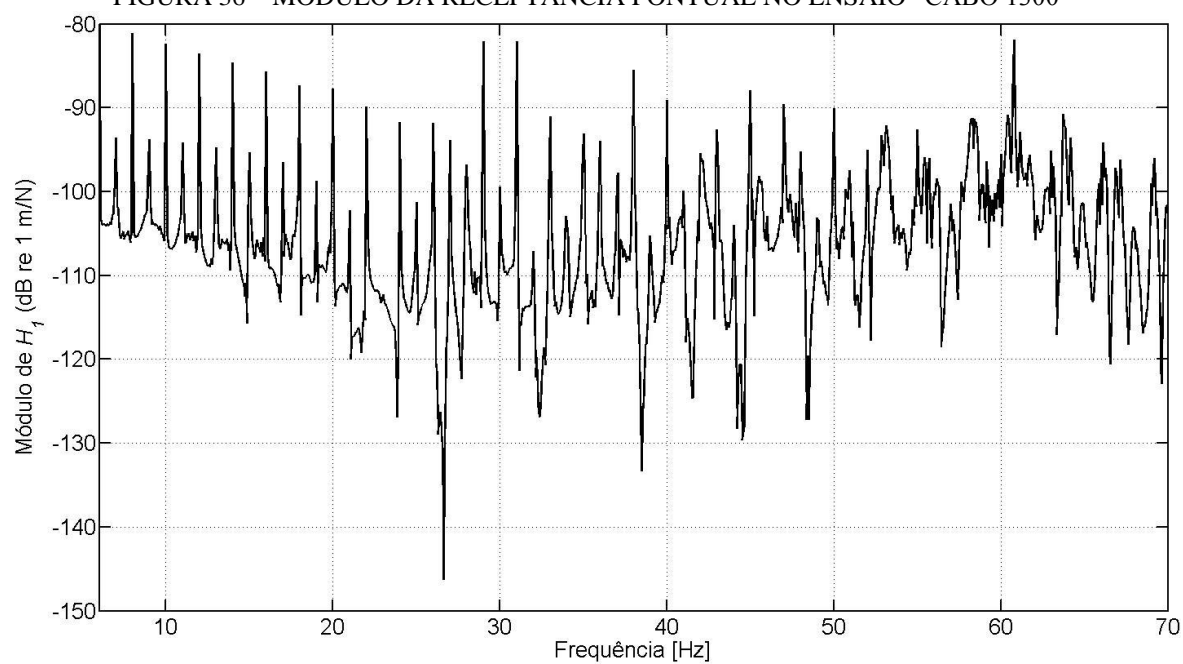
7.3 CURVAS DE RECEPTÂNCIA

7.3.1 Localização das Ressonâncias

A FIGURA 36 e a FIGURA 37 apresentam, respectivamente, o módulo e a fase da receptância do ensaio “Cabo 1300” com resposta lida no ponto de excitação (FRF pontual).

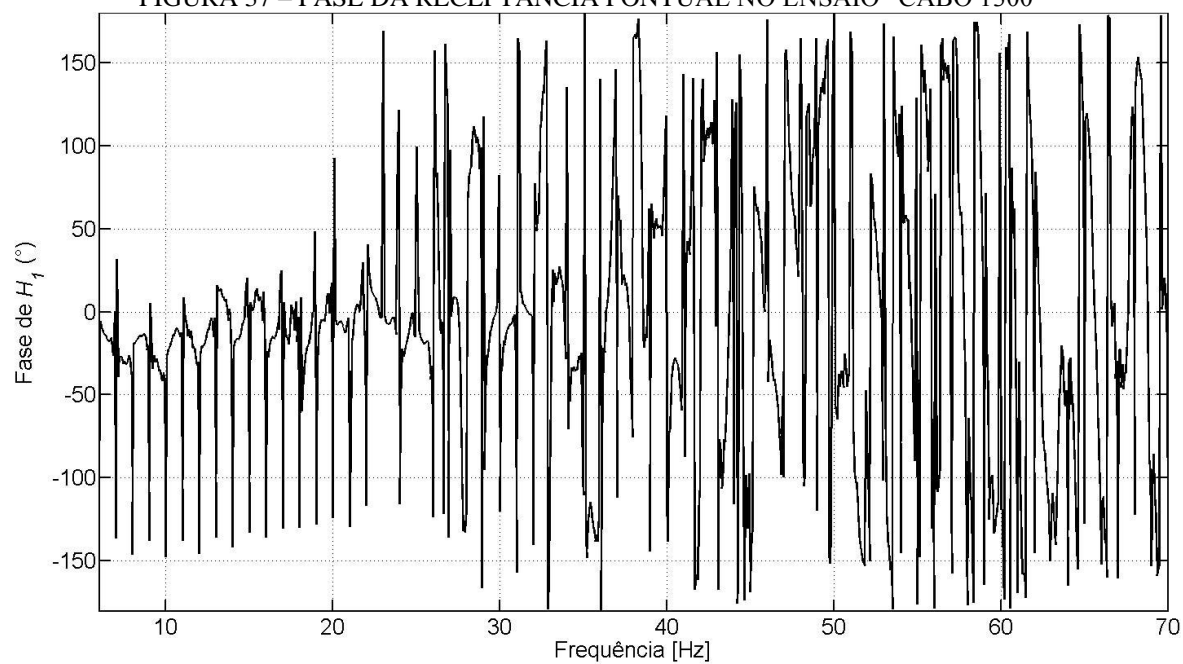
Os mesmos gráficos, obtidos via simulação – análise modal do modelo de elementos finitos –, são apresentados na FIGURA 38 e na FIGURA 39. Neste caso, a malha foi discretizada em 30 elementos, ficando o ponto de excitação e medição a aproximadamente 987 mm do engaste (pela conveniência de se localizar no primeiro nó livre da estrutura). Os coeficientes α e β da Equação (59) para a montagem da matriz de amortecimento são estimados, para fins de simulação, respectivamente, em 0,2/64 e 0,001/64.

FIGURA 36 – MÓDULO DA RECEPTÂNCIA PONTUAL NO ENSAIO “CABO 1300”

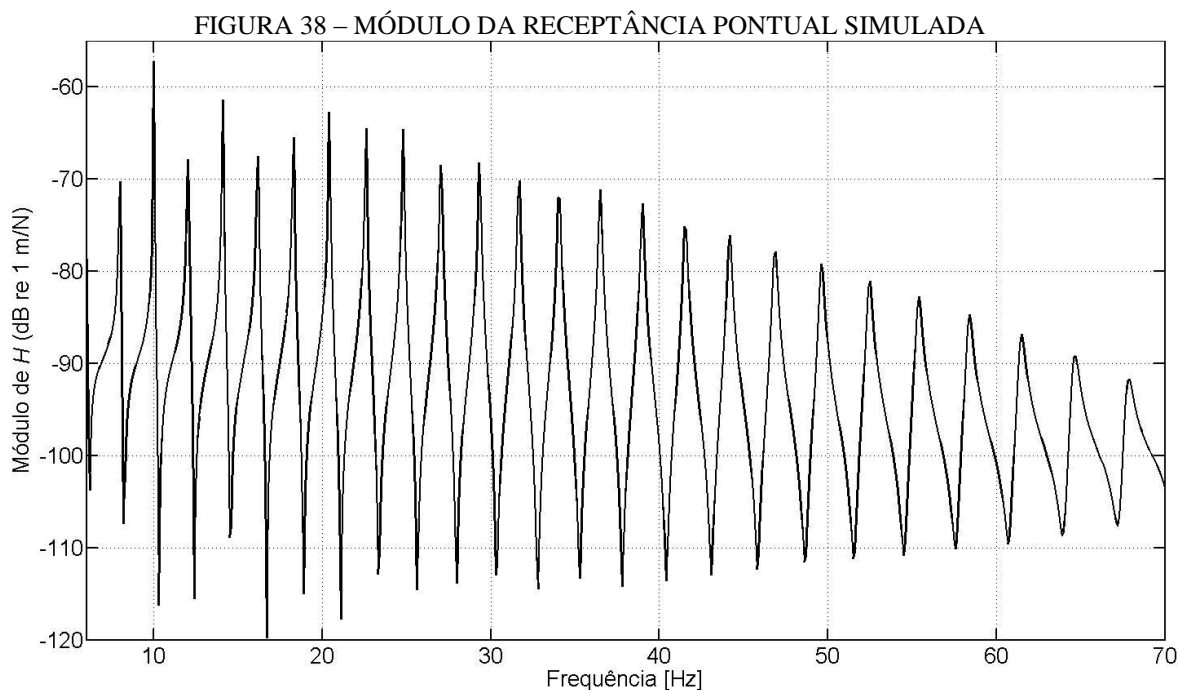


FONTE: O autor (2015).

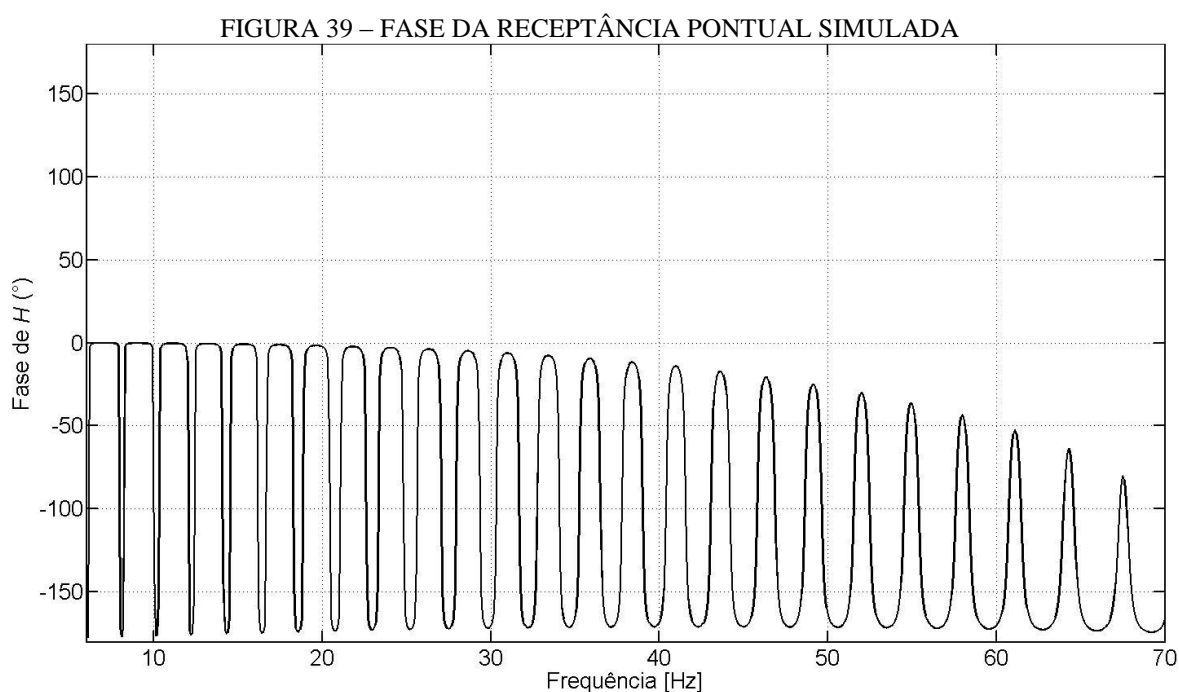
FIGURA 37 – FASE DA RECEPTÂNCIA PONTUAL NO ENSAIO “CABO 1300”



FONTE: O autor (2015).



FONTE: O autor (2015).



FONTE: O autor (2015).

Na comparação da FIGURA 36 com a FIGURA 38, chama a atenção o surgimento, mais evidente a baixas frequências, de picos intermediários, de menor amplitude, localizados entre os picos esperados, mais pronunciados. A localização dos picos do gráfico obtido via simulação (FIGURA 38) confere muito bem com as frequências naturais provenientes da resolução do problema via analítica, conforme mostra a TABELA 2.

TABELA 2 – FREQUÊNCIAS NATURAIS [HZ] VIA RESOLUÇÃO ANALÍTICA E VIA MODELO DE ELEMENTOS FINITOS (MEF)

Solução Analítica	MEF
8,0	8,0
10,0	10,0
12,0	12,0
14,1	14,1
16,2	16,2
18,3	18,3
20,4	20,4
22,6	22,6
24,8	24,8
27,0	27,0
29,3	29,3
31,6	31,7
34,0	34,0
36,4	36,5
38,8	39,0
41,4	41,5
43,9	44,2
46,6	46,9
49,3	49,6
52,0	52,5
54,8	55,4
57,7	58,4
60,6	61,5
63,6	64,7
66,7	67,9

FONTE: O autor (2015).

Logo, parece haver um excesso de picos de ressonância no gráfico experimental. Uma hipótese para essa anomalia é a conexão rígida entre excitador e cabo. Conforme explicado no item 6.2.2, essa conexão rígida é usada no lugar da conexão elástica originalmente planejada por motivo de disponibilidade quando da realização dos ensaios. Ocorre que a conexão rígida parece criar um subvão experimental, que ocasiona o surgimento de ressonâncias não previstas pelos modelos.

Entretanto, apesar deste erro experimental, os resultados dos ensaios não são necessariamente inválidos, uma vez que, independentemente do comprimento do vão e da localização exata das ressonâncias, o neutralizador, quando inserido no sistema, deve atuar satisfatoriamente em toda a banda de frequências de interesse.

Recorda-se aqui que a localização exata das ressonâncias não necessariamente deve coincidir com as frequências naturais provenientes das simulações, uma vez que nos modelos

foram assumidos valores para certas propriedades do cabo, como a rigidez à flexão. O fato de a localização das ressonâncias coincidir ou se aproximar dos valores preditos pelas simulações em várias frequências é um indicativo de que o uso do valor assumido para a rigidez flexional do cabo (de metade de $EI_{máx}$) não é de todo grosseiro quando se considera excitação em banda larga de frequências.

7.3.2 Escolha das Condições de Janelamento

Outro fenômeno que chama a atenção na FIGURA 36 e na FIGURA 37 é o surgimento de uma espécie de ruído ou distorção a frequências mais elevadas. Nessa região, os gráficos não ficam tão “limpos” quanto o esperado. Por isso, foram testados diversos tipos diferentes de janelamento, os quais introduziam um amortecimento artificial bastante evidente nos gráficos.

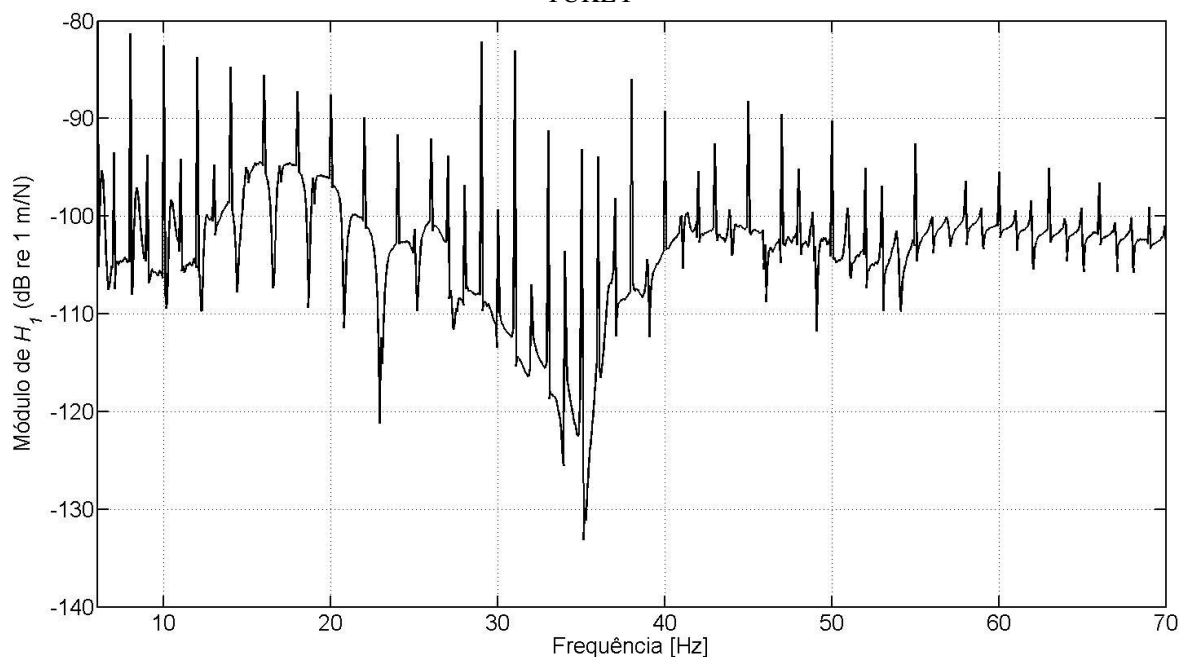
Por fim, optou-se por testar a janela Tukey. A Tukey é constituída em parte por uma janela retangular (o que se vem utilizando até agora) e em parte por uma Hanning. A contribuição de cada janela na constituição da Tukey é regulada pelo parâmetro α_T , que varia de 0 (100% retangular) a 1 (100% Hanning).

A FIGURA 40 e a FIGURA 41 mostram os mesmos gráficos da FIGURA 36 e da FIGURA 37, respectivamente, mas agora com janelamento feito por uma janela Tukey com α_T de apenas 0,025. Ou seja, ela é praticamente retangular, ficando apenas um pequeno trecho de suas extremidades com o formato da Hanning. Para compensar a pequena perda de informação nas extremidades, as densidades espectrais são computadas com sobreposição de 5% entre os sinais no domínio do tempo.

É evidente que a janela Tukey com apenas uma pequena contribuição da Hanning é capaz de tornar mais fácil a identificação das ressonâncias nos gráficos. Ocorre que pequenos aumentos no valor do parâmetro α_T ocasionam, neste caso, distorções bastante acentuadas nos gráficos, por causa da introdução de amortecimento artificial. Este fato demonstra quão pouco amortecido é o sistema sob ensaio, e pode ser observado na FIGURA 41 pelos arredondamentos no formato da curva, principalmente a baixas frequências.

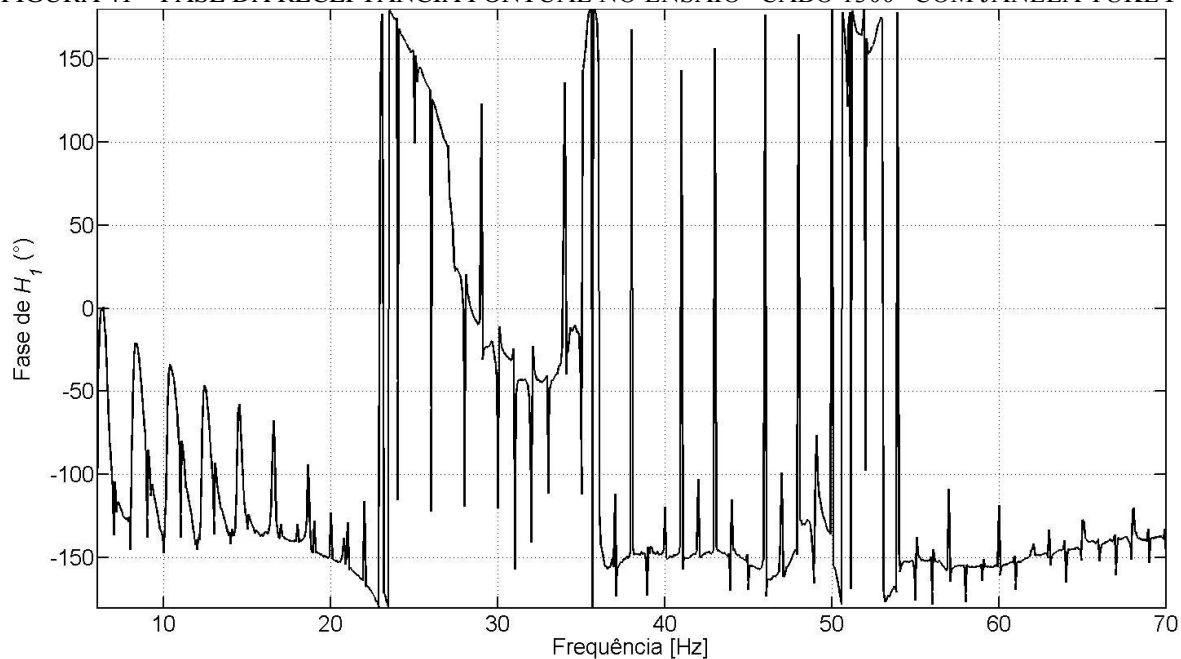
Conclui-se que o mais adequado seria, após a aplicação de cada sinal de excitação, continuar a aquisição dos dados por um período suficientemente longo para que a resposta do sistema decaia significativamente. A aquisição do transiente após cada excitação tenderia a reduzir os efeitos indesejáveis na região de altas frequências.

FIGURA 40 – MÓDULO DA RECEPTÂNCIA PONTUAL NO ENSAIO “CABO 1300” COM JANELA TUKEY



FONTE: O autor (2015).

FIGURA 41 – FASE DA RECEPTÂNCIA PONTUAL NO ENSAIO “CABO 1300” COM JANELA TUKEY



FONTE: O autor (2015).

Os fenômenos relatados nesta seção foram verificados nos gráficos de todos os ensaios feitos, sendo essas observações válidas para todos os casos.

Análise feita, prossegue-se com o uso da janela retangular padrão, a fim de se não introduzir amortecimento artificial nos gráficos.

7.3.3 Escolha das Curvas para Cálculo da Redução dos Níveis de Vibração

A FIGURA 42 e a FIGURA 43 mostram o gráfico do módulo de \bar{H}_l calculado com o sinal de resposta no ponto de posicionamento do neutralizador – neste caso, a 1 300 mm de distância da terminação oposta à máquina de tração –, nos ensaios sem o dispositivo e com o dispositivo instalado de forma que seu copo maior fique para fora do vão (ensaios denominados, respectivamente, de “Cabo 1300” e “NDV_f 1300” na TABELA 1).

A comparação da FIGURA 42 com a FIGURA 36, referente ao mesmo ensaio, mostra que, especialmente na região de 50 a 60 Hz, ocorre diminuição significativa no valor do módulo da receptância no caso em que a resposta é lida no local de posicionamento do NDV, fato também observável na FIGURA 43.

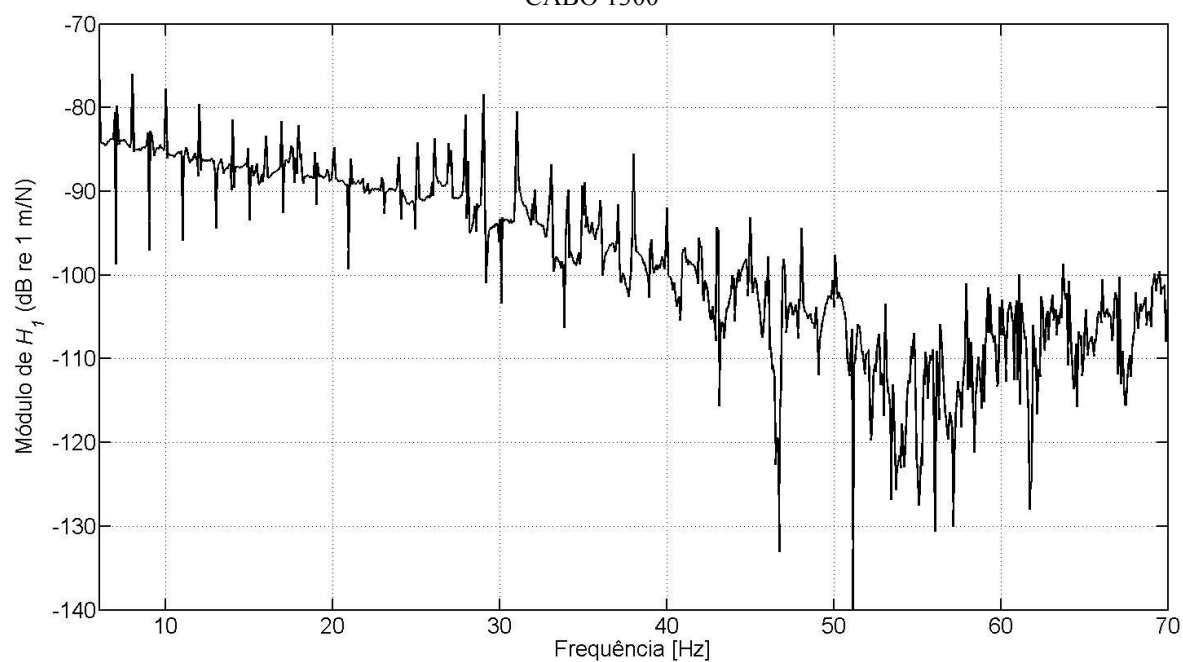
Isso pode indicar que em uma ou mais das ressonâncias naquela região ocorre o surgimento de um nó muito próximo ao local de posicionamento do acelerômetro. De fato, a primeira frequência natural na faixa de interesse, de 8 Hz (vide TABELA 2), é a quarta frequência natural do sistema sem neutralizador, de acordo com simulações a partir da resolução analítica (as três primeiras seriam localizadas em aproximadamente 2, 4 e 6 Hz). Ora, a partir do número do modo de vibrar do sistema (primeiro, segundo, terceiro, etc.), e conhecendo-se o comprimento do vão experimental, pode-ser estimar a localização dos nós (basta dividir o comprimento do vão pelo número do modo de vibrar).

Para as frequências de 50 a 58 Hz, calcula-se que ocorre surgimento de nós a 1,345, 1,287, 1,233 e 1,184 m de distância da terminação oposta à máquina de tração, confirmando as suspeitas. O mesmo pode ser feito para os ensaios em que o último acelerômetro é posicionado a 1 500 mm da terminação.

A fim de se evitar o infortúnio de ler sinais tão próximos a um nó, decide-se, daqui em diante, fazer as análises de redução nos níveis de vibração pela introdução do neutralizador a partir apenas das receptâncias pontuais, ou seja, com excitação e resposta lidas no ponto de excitação (estando o *shaker* posicionado a menos de 600 mm da máquina de tração, ele fica a mais de 400 mm de distância do nó mais próximo a cerca de 70 Hz).

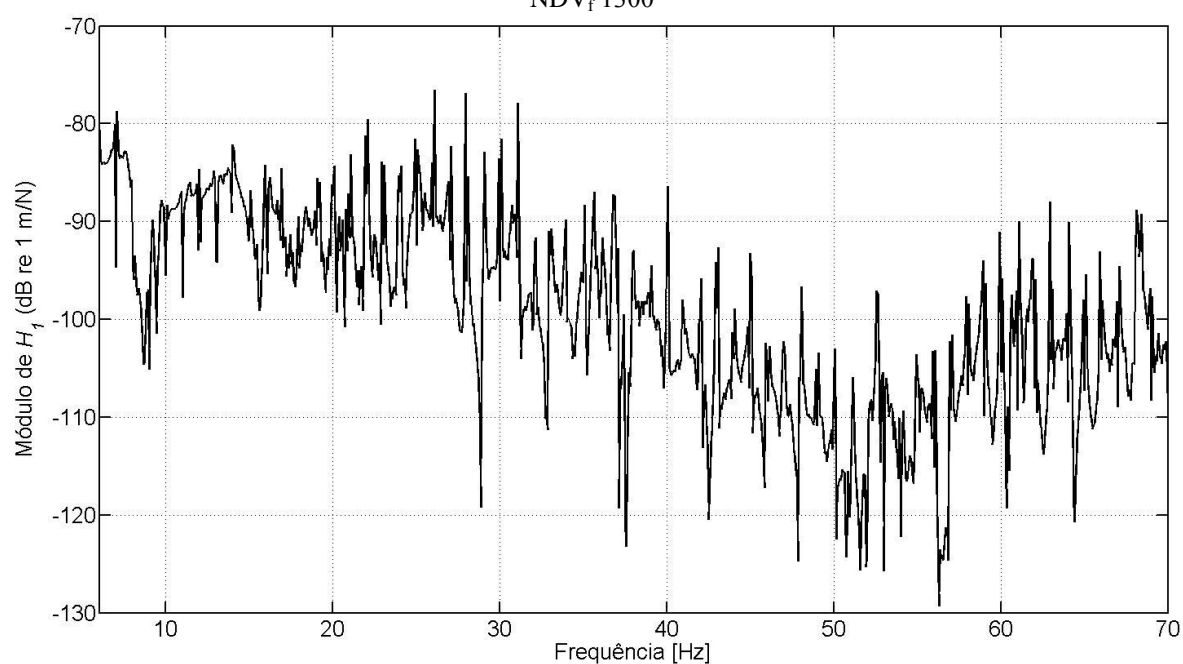
Entretanto, todas as curvas de receptância (módulo e fase) para os sinais lidos nos acelerômetros “Acc 2” e “Acc 3” são disponibilizadas no Apêndice 6.

FIGURA 42 – MÓDULO DA RECEPTÂNCIA COM SINAL DO ACELERÔMETRO “Acc 3” NO ENSAIO “CABO 1300”



FONTE: O autor (2015).

FIGURA 43 – MÓDULO DA RECEPTÂNCIA COM SINAL DO ACELERÔMETRO “Acc 3” NO ENSAIO “NDV_f 1300”



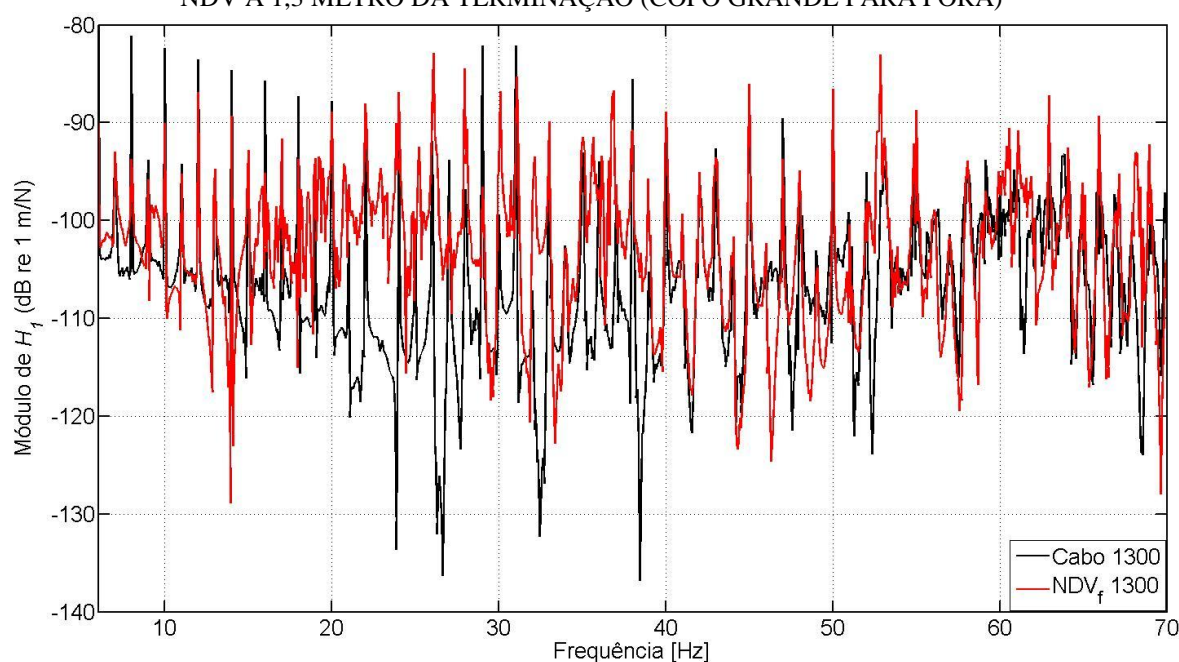
FONTE: O autor (2015).

7.4 REDUÇÃO NOS NÍVEIS DE VIBRAÇÃO PELA INTRODUÇÃO DO NEUTRALIZADOR

7.4.1 Forma Geral das Curvas de Receptância do Sistema Composto

A FIGURA 44 mostra a comparação das curvas de receptância antes e após a introdução do neutralizador.

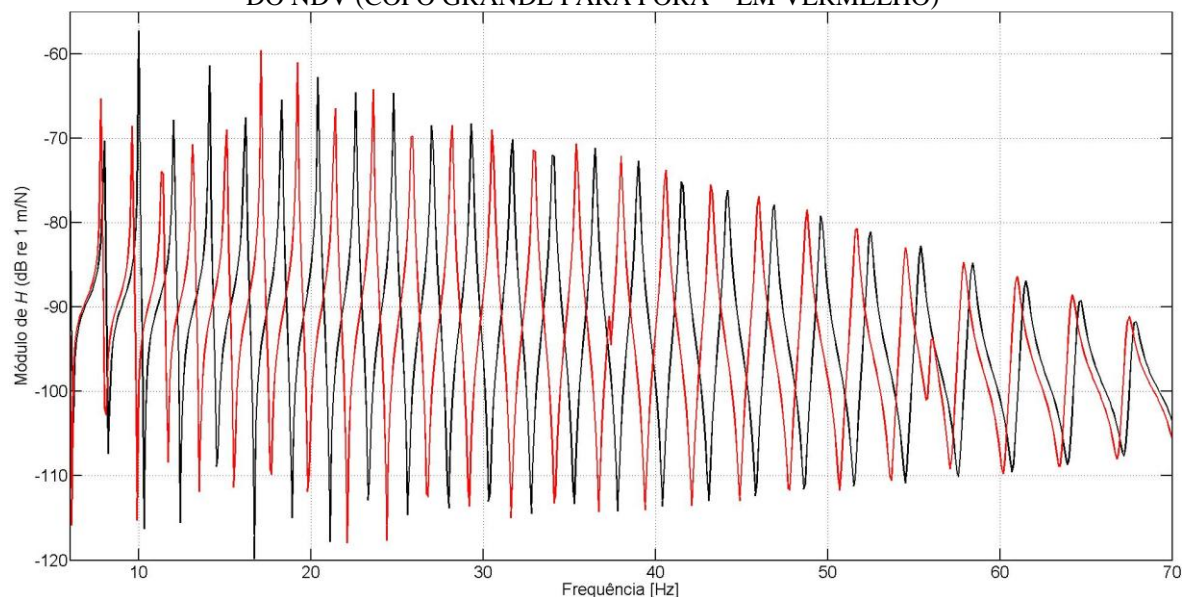
FIGURA 44 – COMPARAÇÃO DAS CURVAS DE RECEPTÂNCIA ANTES E APÓS A INTRODUÇÃO DO NDV A 1,3 METRO DA TERMINAÇÃO (COPO GRANDE PARA FORA)



FONTE: O autor (2015).

Chamam a atenção alguns aspectos das duas curvas mostradas. Primeiro, não se observa nenhum aumento significativo no amortecimento do sistema. Os picos das ressonâncias são bastante pronunciados, com ou sem o NDV. O mesmo pode ser dito das curvas provenientes da simulação por elementos finitos, conforme mostrado na FIGURA 45. Neste caso, os coeficientes α e β para composição da matriz de amortecimento do fio mensageiro do neutralizador são estimados, respectivamente, em 0,2 e 0,001 – resultando proporcionalmente num amortecimento 64 vezes maior que o amortecimento do cabo. Além disso, a posição do neutralizador na simulação é o último nó livre da estrutura, ou seja, a aproximadamente 987 mm da terminação oposta à excitação.

FIGURA 45 – COMPARAÇÃO DAS CURVAS SIMULADAS, SEM (EM PRETO) E COM INTRODUÇÃO DO NDV (COPO GRANDE PARA FORA – EM VERMELHO)



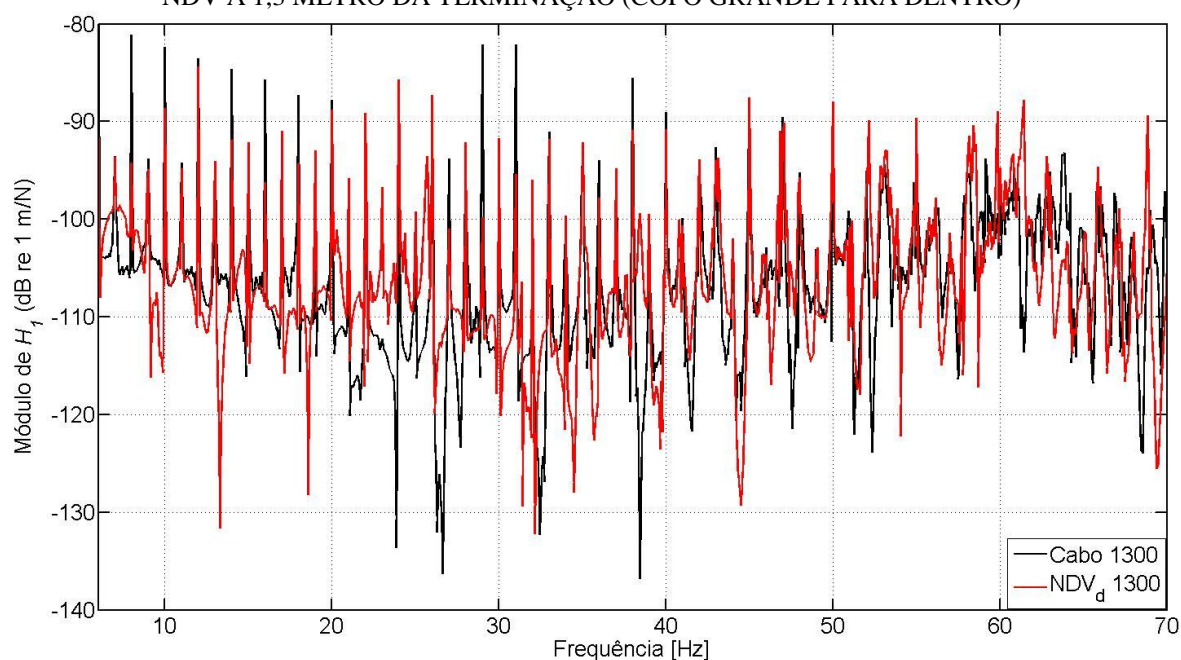
FONTE: O autor (2015).

Outro aspecto importante é que nos resultados do ensaio não se verifica o deslocamento das ressonâncias previsto na teoria e mostrado nos resultados das simulações. Era de se esperar que o neutralizador alterasse a localização das ressonâncias, conforme mostrado na FIGURA 45. Em vez disto, elas parecem permanecer exatamente no mesmo lugar, variando apenas em termos da amplitude dos picos.

Uma última observação se refere ao fato de que, embora não ocasione deslocamento das ressonâncias, a introdução do dispositivo parece induzir a um aumento nos níveis de vibração nas antirressonâncias, especialmente na faixa de 15 a 40 Hz. Pode ser que nessa região tenha ocorrido o surgimento de novas ressonâncias ocasionado pela inserção do neutralizador. Isto pode ser observado nos gráficos dos outros ensaios, mostrados da FIGURA 46 à FIGURA 48. Este fato é importante para o cômputo da redução dos níveis de vibração em banda, como será visto mais adiante.

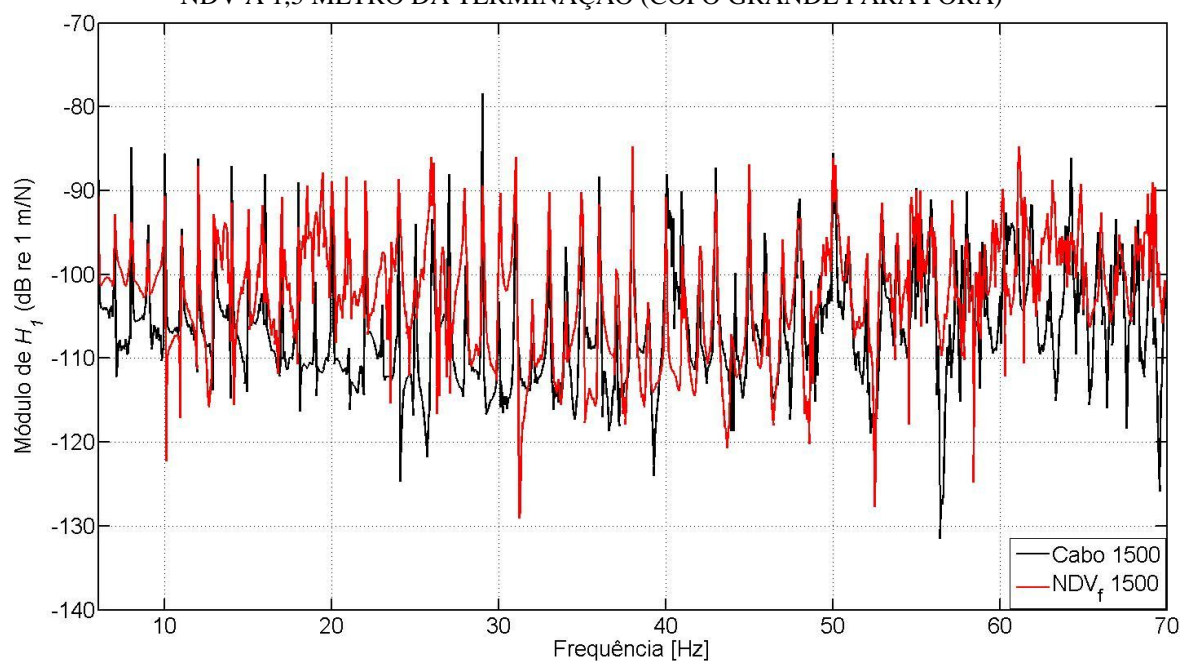
Adicionalmente, mostra-se, na FIGURA 49, o resultado da simulação nas mesmas condições que as da FIGURA 45, mas com o NDV posicionado de forma que seu copo grande aponte para dentro do vão. Como se pode ver, há pouca diferença em comparação com a FIGURA 45.

FIGURA 46 – COMPARAÇÃO DAS CURVAS DE RECEPTÂNCIA ANTES E APÓS A INTRODUÇÃO DO NDV A 1,3 METRO DA TERMINAÇÃO (COPO GRANDE PARA DENTRO)



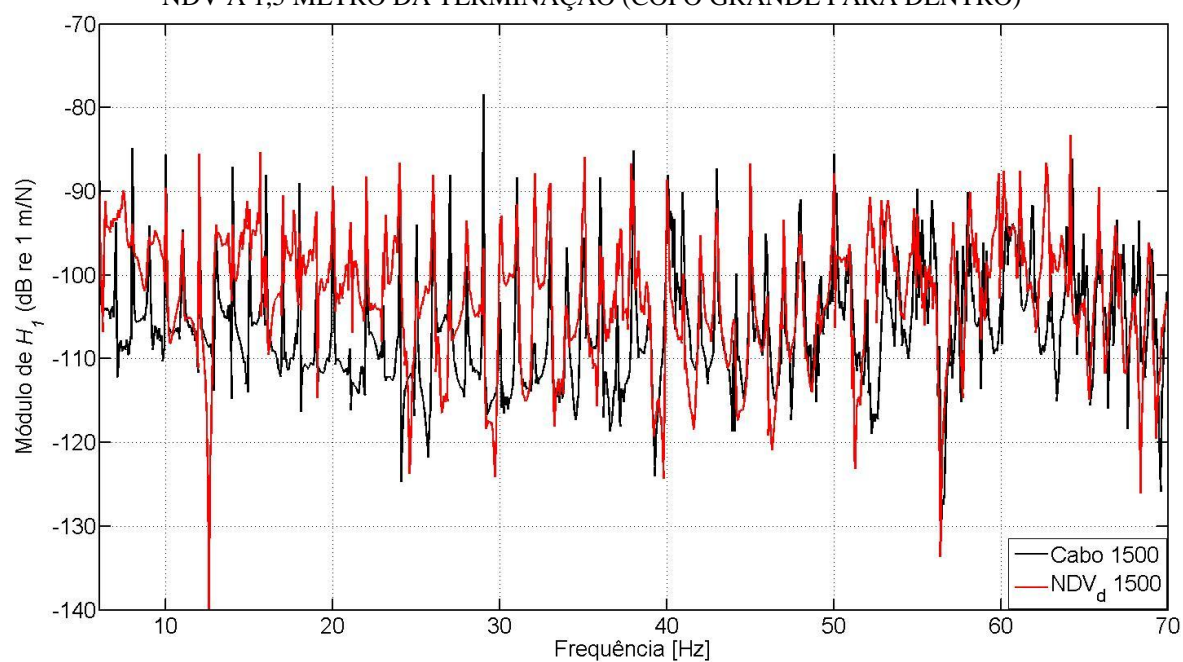
FONTE: O autor (2015).

FIGURA 47 – COMPARAÇÃO DAS CURVAS DE RECEPTÂNCIA ANTES E APÓS A INTRODUÇÃO DO NDV A 1,5 METRO DA TERMINAÇÃO (COPO GRANDE PARA FORA)



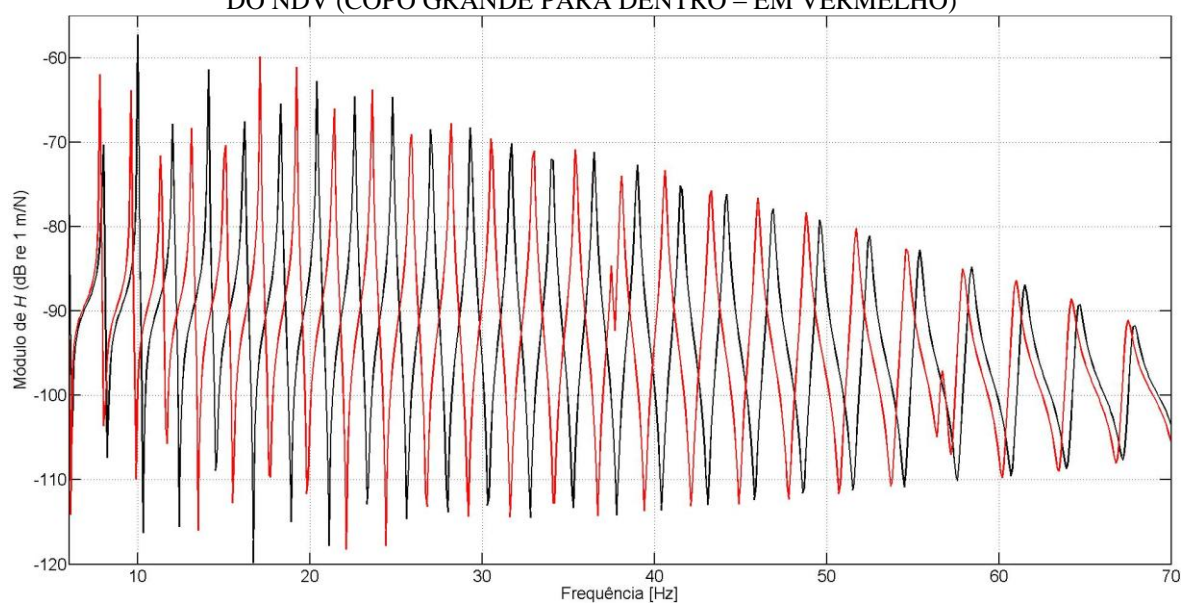
FONTE: O autor (2015).

FIGURA 48 – COMPARAÇÃO DAS CURVAS DE RECEPTÂNCIA ANTES E APÓS A INTRODUÇÃO DO NDV A 1,5 METRO DA TERMINAÇÃO (COPO GRANDE PARA DENTRO)



FONTE: O autor (2015).

FIGURA 49 – COMPARAÇÃO DAS CURVAS SIMULADAS, SEM (EM PRETO) E COM INTRODUÇÃO DO NDV (COPO GRANDE PARA DENTRO – EM VERMELHO)



FONTE: O autor (2015).

7.4.2 Redução nos Níveis de Vibração

A TABELA 3 apresenta a redução nos níveis de vibração pela introdução do neutralizador calculada pela Equação (176), na faixa de 8 a 68 Hz – esclarece-se que valores negativos representam redução e valores positivos representam elevação nos níveis de vibração.

TABELA 3 – REDUÇÃO NOS NÍVEIS DE VIBRAÇÃO EM BANDA, NA FAIXA ENTRE 8 E 68 Hz

Ensaio	NDV _f 1300	NDV _d 1300	NDV _f 1500	NDV _d 1500
Redução (dB)	1,647	-0,856 1	1,464	1,532

FONTE: O autor (2015).

Os resultados demonstram que, de modo geral, a conclusão a que se pode chegar é a que a introdução do neutralizador no sistema não altera o problema das vibrações no cabo em banda larga de frequências de forma significativa – de fato, até chega a agravá-lo.

Espera-se de um dispositivo de controle de vibrações que ele reduza os níveis de vibração no sistema primário em cerca de 6 dB. Mesmo no caso em que houve redução, no ensaio “NDV_d 1300”, ela foi de menos de 1 dB.

Os resultados apresentados na TABELA 3 são proporcionados pela piora significativa nos níveis de vibração nas antirressonâncias, e também pelo que parece ser o surgimento de ressonâncias intermediárias, quando da inserção do NDV.

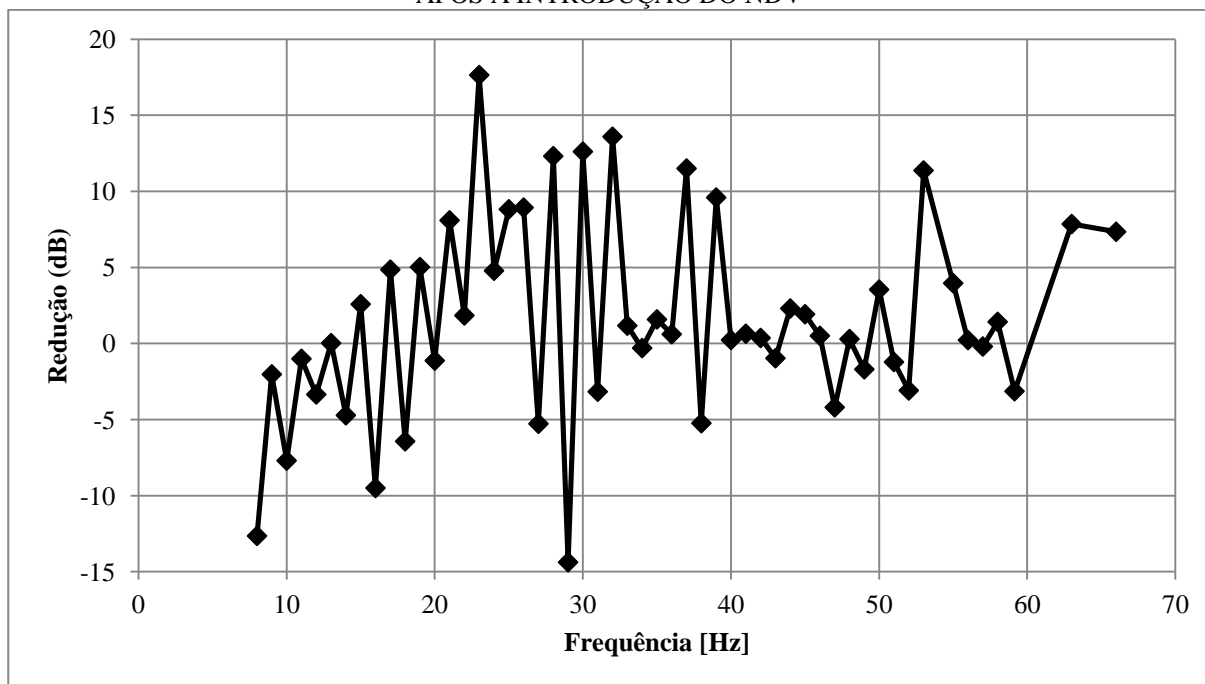
Outro meio de se avaliar o desempenho do neutralizador é fazer a comparação das curvas antes e após a sua introdução em termos de níveis de vibração apenas nas ressonâncias. Isso é possível, evidentemente, apenas quando a frequência de ressonância é a mesma em ambas as curvas. Esse procedimento foi feito com as curvas que resultaram no pior dos casos – o ensaio “NDV_f 1300” da TABELA 3. A FIGURA 50 mostra a diferença simples entre os picos das curvas de antes e depois da inserção do dispositivo.

Novamente, sinal negativo representa redução, ao passo que sinal positivo representa amplificação nos níveis de vibração.

Atenção deve ser dada principalmente para as regiões entre 14 e 20 Hz e entre 25 e 33 Hz. Nelas, a alternância de ressonâncias com redução com ressonâncias com amplificação nos níveis de vibração indica que pode ter ocorrido o surgimento de duas ressonâncias laterais no entorno da original, tal como exemplificado na FIGURA 19 para um SP e um NDV de um GDL.

De forma geral, porém, a FIGURA 50 confirma que, naquelas condições, há mais ressonâncias com amplificação do que com redução na vibração.

FIGURA 50 – REDUÇÃO OU AMPLIFICAÇÃO DO VALOR DO PICO NA CURVA DE RECEPTÂNCIA APÓS A INTRODUÇÃO DO NDV



FONTE: O autor (2015).

7.4.3 Comparação com Outros Métodos de Ensaio

Como comentado na seção 2.3, os métodos de ensaio básicos tradicionais, quer seja o ISWR ou o da potência (exclui-se das comparações o do decremento logarítmico, por seu erro conceitual), fornecem tão somente valores de potência dissipada pelo neutralizador nas ressonâncias, sem caracterizar seu comportamento dinâmico em banda. Ou seja, por esses métodos, considera-se o neutralizador um absorvedor puro. O fato de a massa e a rigidez do dispositivo influenciarem o comportamento dinâmico do sistema como um todo de forma tão ou mais importante que seu amortecimento foi demonstrado neste trabalho.

Dada a escassez de informações relativas às características de um neutralizador fornecidas por esses métodos tradicionais, considera-se que a única forma de se comparar os resultados obtidos por esses métodos com os obtidos pelo método proposto seria a comparação dos valores de redução dos níveis de vibração nas ressonâncias (tal como feito na FIGURA 50) com o formato geral da curva de potência dissipada.

Uma maneira de se enriquecer o ensaio pelo método ISWR é a realização do ensaio de dissipação de potência do neutralizador simultaneamente ao ensaio de determinação do amortecimento próprio do cabo. Isto pode ser feito pela introdução de apenas mais um acelerômetro na disposição geral do ensaio de dissipação de potência. Mede-se, então, a amplitude do deslocamento nos dois nós e antinós adjacentes ao local de instalação do NDV, determinando-se assim tanto a potência sendo dissipada pela terminação na qual o dispositivo está instalado quanto a potência sendo dissipada pelo próprio cabo, com velocidade antinodal controlada.

Crê-se que esse procedimento tornaria mais direta a comparação dos resultados obtidos pelo método ISWR com os obtidos pelo método proposto.

Até a finalização deste documento, não havia ainda sido possível executar esse procedimento no cabo e neutralizador contemplados neste trabalho, por motivos de falta de disponibilidade do laboratório.

Entretanto, é necessário ter cuidado ao se fazer comparações entre o método proposto e os métodos tradicionais, visto que o comportamento dinâmico tanto do cabo quanto do NDV é reconhecidamente não linear. Deve-se, portanto, assegurar-se de que os níveis de excitação em ambos os ensaios seja semelhante, e que estejam dentro da faixa linear.

8 CONCLUSÕES

Neste trabalho foi apresentada uma metodologia de ensaio para avaliação do desempenho de neutralizadores de vibração para cabos singelos de linhas aéreas de transmissão e distribuição de energia elétrica. Essa nova metodologia lança mão de técnicas de processamento de sinais às quais os métodos de ensaio tradicionais são alheios.

Foi demonstrado que a avaliação do desempenho de neutralizadores apenas nas frequências de ressonância do sistema em regime permanente, tal como é feito nas metodologias de ensaio tradicionais, esconde informações relevantes a respeito do dispositivo e, mais importante, a respeito do comportamento geral do sistema composto por cabo e neutralizador.

Foi demonstrado também que um dos efeitos da introdução de um neutralizador do tipo mais comum para essa aplicação, o do tipo Stockbridge, é o surgimento de novas ressonâncias, nas quais o sistema composto passa a vibrar com amplitudes mais elevadas do que o sistema original, conforme previsto em teoria.

Adicionalmente, fazendo uso das funções de autocorrelação e correlação cruzada, determinou-se o atraso entre excitação e resposta nos casos em que a resposta é lida em um ponto distante da excitação. A partir dos valores de atraso, determinou-se a velocidade de propagação do sinal de excitação ao longo do cabo, o que tornou possível estimar o valor da rigidez flexional do cabo na faixa de frequências da excitação. Constatou-se que os valores encontrados para a velocidade de propagação são coerentes quando comparados com os obtidos por outro autor, e que os valores de rigidez à flexão do cabo ficam compreendidos entre os valores máximo e mínimo previstos teoricamente.

O cabo foi idealizado como uma viga de Euler-Bernoulli submetida a uma força axial, e modelado pelo método dos elementos finitos. Semelhantemente, um neutralizador tipo Stockbridge foi idealizado como duas vigas de Euler-Bernoulli, sem carregamento axial, conectadas a uma base, o grampo do dispositivo. Na extremidade livre de cada viga, foram adicionados, por sobreposição, os efeitos da massa, excentricidade e inércia a rotação do copo correspondente do neutralizador. Cada fio mensageiro foi também modelado pelo método dos elementos finitos.

A montagem das matrizes reduzidas foi feita por meio de técnicas de subestruturação. A análise modal então forneceu curvas de receptância que puderam ser comparadas às obtidas experimentalmente.

Adicionalmente, procedeu-se à solução do problema via solução analítica e constatou-se que a previsão das frequências naturais feita por ambas as modelagens apresenta boa correlação.

Foram também propostas melhorias no procedimento experimental adotado, como o uso de uma conexão elástica entre excitador e cabo e a adoção de intervalos de aquisição após a aplicação de cada sinal de excitação. Acredita-se que a implementação dessas alterações promoverá substancial melhoria nos gráficos obtidos e colaborará para uma compreensão mais precisa do comportamento dinâmico do sistema composto por cabo e neutralizador.

Finalmente, foi proposto um meio de se relacionar os resultados obtidos pelos métodos tradicionais com as informações extraídas pela metodologia proposta.

Como desenvolvimentos futuros deste trabalho, sugere-se:

- a comparação dos resultados obtidos pela metodologia proposta com resultados de ensaios por alguma das metodologias tradicionais;
- execução do ensaio em outros tipos de neutralizadores, como os espiralados de impacto, e com outros tipos de cabos, como cabos ópticos ou para-raios;
- a aplicação dos mesmos princípios básicos da metodologia proposta a ensaios realizados com o neutralizador diretamente instalado sobre o excitador (abordagem direta), com uso de parâmetros equivalentes generalizados na modelagem das características do dispositivo;
- o uso de excitações distintas, como ruído branco janelado, em lugar do *chirp*, com comparação dos resultados obtidos em ambos os casos e análise das vantagens e desvantagens de cada tipo de excitação;
- a aplicação de técnicas de identificação paramétrica para determinação das características modais (estimativa das matrizes de massa, amortecimento e rigidez) de cabos instalados em vãos experimentais, com comparação dos resultados obtidos em vãos de comprimentos diferentes.

REFERÊNCIAS

- BATE, E., 1930. The vibration of transmission line conductors. In: **Transactions of the Institution of Electrical Engineers (Australia)**, [S.l.], Volume XI, pp. 277-290.
- BAVASTRI, C. A., 2014. **Controle passivo de vibrações**. Notas de aula. Curitiba: Universidade Federal do Paraná.
- BAVASTRI, C. A.; ESPÍNDOLA, J. J.; TEIXEIRA, P. H., 1998. **A hybrid algorithm to compute the optimal parameters of a system of viscoelastic vibration neutralizers in a frequency range**. Zurich, Suíça, MOVIC 98, pp. 577-582.
- BAVASTRI, C. A. et al., 2007. Optimal design and placement of viscoelastic dynamic neutralizer for overhead transmission lines. In: **19th International Congress of Mechanical Engineering (COBEM)**, Proceedings of COBEM 2007, [S.l.]. Não paginado.
- CARROLL, J. S.; KOONTZ, J. A., 1936. Cable vibration: methods of measurement. **Electrical Engineering**, [S.l.], May, Volume 55, pp. 490-493.
- CLAREN, R.; DIANA, G., 1969. Mathematical analysis of transmission line vibration. **IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems**, [S.l.], Dec., Volume PAS-88, n. 12, pp. 1741-1771.
- CLOUGH, R.; PENZIEN, J., 1995. **Dynamics of Structures**. 3^a ed. Berkeley, EUA: Computers & Structures, Inc.
- DAYOU, J., 2006. Fixed-points theory for global vibration control using vibration neutralizer. **Journal of Sound and Vibration**, Volume 292, pp. 765-776.
- DEN HARTOG, J. P., 1947. **Mechanical Vibrations**. 3^a ed. Nova Iorque, EUA: McGraw-Hill Book Company.
- DIANA, G., CHELI, F., FOSSATI, F.; MANENTI, A., 1993. Aeolian vibrations of overhead transmission lines: computation in turbulence conditions. **Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics**, pp. 639-648.
- DIANA, G., CIGADA, A., BELLOLI, M.; VANALI, M., 2003. Stockbridge-type damper effectiveness evaluation: Part I - Comparison between tests on span and on the shaker. **IEEE Transactions on Power Delivery**, Oct., Volume 18, n. 4, pp. 1462-1469.
- DIANA, G., FALCO, M., CIGADA, A.; MANENTI, A., 2000. On the measurement of overhead transmission lines conductor self-damping. **IEEE Transactions on Power Delivery**, Jan., Volume 15, n. 1, pp. 285-292.
- DIANA, G., FALCO, M., CURAMI, A.; MANENTI, A., 1987. A method to define the efficiency of damping devices for single and bundled conductors of EHV and UHV lines. **IEEE Transactions on Power Delivery**, Apr., Volume PWRD-2, n. 2, pp. 464-476.

DULHUNTY, P. W., 2014. **Vibration dampers - an evolution in Australia**. Disponível em: <<http://www.dulhunty.com/an1.htm>>. Acesso em: 31 jul. 2014.

EPRI, 2009. **EPRI Transmission Line Reference Book - Wind Induced Conductor Motion**. 2ª ed. Palo Alto, EUA: Electric Power Research Institute.

ESPÍNDOLA, J. J., 2012. **Device for dynamically neutralizing vibrations in single cable overhead power transmission lines**. EUA, US 8309846 B2, 19 fev 2009, 13 nov. 2012.

ESPÍNDOLA, J. J.; BAVASTRI, C. A., 1997. **Reduction of vibration in complex structures with viscoelastic neutralizers: A generalized approach and physical realization**. Sacramento, California, USA, DETC'97/VIB-4187.

ESPÍNDOLA, J. J.; BAVASTRI, C. A., 1999. Optimum conceptual design of viscoelastic dynamic vibration neutralizer for low frequency complex structures. **Ulm. International Symposium on Dynamic Problems in Mechanics and Mechatronics**, Volume 1, pp. 251-258.

ESPÍNDOLA, J. J.; BAVASTRI, C. A.; LOPES, E. M. O., 2010. On the passive control of vibrations with viscoelastic dynamic absorbers of ordinary and pendulum types. **Journal of the Franklin Institute**, Volume 347, pp. 102-115.

FARQUHARSON, F. B.; MCHUGH Jr., R. B., 1956. Wind tunnel investigation of conductor vibration with use of rigid models. **AIIE Transactions on Power Apparatus and Systems**, Oct., Volume 75, Pt. III, pp. 871-878.

GODARD, B.; GUÉRARD, S.; LILIEN, J. L., 2011. Original real-time observations of aeolian vibrations on power-line conductors. **IEEE Transactions on Power Delivery**, Outubro, Volume 26, nº 4, pp. 2111-2117.

HALKYARD, C. R.; MACE, B. R., 1995. Structural intensity in beams - waves, transducer systems and the conditioning problem. **Journal of Sound and Vibration**, [S.l.], Volume 185, n. 2, pp. 279-298.

HARD, A. R.; HOLBEN, R. D., 1967. Application of the vibration decay test to transmission line conductors. **AIIE Transactions on Power Apparatus and Systems**, Volume PAS-86, n. 2, pp. 189-199.

IEC 61897, 1998. Overhead lines - Requirements and tests for Stockbridge type aeolian vibration dampers. **International Electrotechnical Comission**.

IEEE Std 563, 1978. **IEEE Guide on conductor self-damping measurements**. New York: Institute of Electrical and Electronics Engineers.

IEEE Std 664, 1993. **IEEE Guide for laboratory measurement of the power dissipation characteristics of aeolian vibration dampers for single conductors**. New, York: Institute of Electrical and Electronics Engineers.

INMAN, D. J., 2008. **Engineering Vibration**. 3ª ed. Upper Saddle River, USA: Pearson Education, Inc..

KRAUS, M.; HAGEDORN, P., 1991. Aeolian vibrations: wind energy input evaluated from measurements on an energized transmission line. **IEEE Transactions on Power Delivery**, Julho, Volume 6, nº 3, pp. 1264-1270.

KREYSZIG, E.; NORMINTON, E., 2006. **Advanced Engineering Mathematics**. 9ª ed. Hoboken, NJ, USA: John Wiley & Sons.

KRISPIN, H. J., FUCHS, S.; HAGEDORN, P., 2007. Optimization of the efficiency of aeolian vibration dampers. In: **IEEE Power and Energy Society**, Jul. 16-20, IEEE PES PowerAfrica 2007 Conference Exposition. Não paginado.

LAMPIO, E., 1966. **Theory and measurement of damping of transverse vibration in uniform stranded cables**. Helsinque: Institute of Technology. Tese de Doutorado em Tecnologia.

LOPES, E. M. O., 2011. **Fundamentos de vibrações**. Notas de aula. Curitiba: Universidade Federal do Paraná.

LUMMIS, J.; KLOPFENSTEIN, A., 1950. Use of technique from electrical analogues in the study of transmission line vibration. **AIEE Transactions**, Volume 69, pp. 1676-1680.

MEYNEN, S., VERMA, H., HAGEDORN, P.; SCHÄFER, M., 2005. On the numerical simulation of vortex-induced vibrations of oscillating conductors. **Journal of Fluids and Structures**, Maio, Volume 21, pp. 41-48.

MONROE, R. A.; TEMPLIN, R. L., 1932. Vibration of overhead transmission lines. In: **Summer Convention of the AIEE**, Transactions of the AIEE, Cleveland, EUA, 20-24 Jun., 51(4), pp. 1059-1073.

RAWLINS, C. B., 1958. **Recent developments in conductor vibration research**, Alcoa Technical Paper Nº. 13, Pittsburgh, EUA: Aluminum Co. of America.

RAWLINS, C. B., 1983. Wind tunnel measurements of the power imparted to a model of a vibrating conductor. **IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems**, Abril, Volume PAS-102, nº 4, pp. 963-971.

RAWLINS, C. B., 1987. An efficient method for measuring dissipation by dampers in laboratory spans. **IEEE PES 1987 Winter Meeting**, IEEE Transactions on Power Delivery, New Orleans, 1-6 Feb., 3(3), pp. 1146-1156.

REDDY, J. N., 2006. **An introduction to the finite element method**. 3ª ed. New York, NY, USA: McGraw-Hill.

SCHMIDT, J. T., BIEDENBACH, G.; KRISPIN, H. J., 1996. Laboratory measurement of the power dissipation characteristics of aeolian vibration dampers. In: **1996 IEEE Transmission and Distribution Conference**, Proceedings of the 1996 IEEE Transmission and Distribution Conference, Los Angeles, EUA, 15-20 Sept., pp. 352-358.

SHAKER, F. J., 1975. **Effect of axial load on mode shapes and frequencies of beams**, Washington, DC, USA: National Aeronautics and Space Administration (NASA).

SHIN, K.; HAMMOND, J. K., 2008. **Fundamentals of Signal Processing for Sound and Vibration Engineers**. 1ª ed. Chichester, Reino Unido: John Wiley & Sons.

SLETHEI, T. O.; HUSE, J., 1965. Conductor vibration: theoretical and experimental investigations on a laboratory test span. **Proceedings of the Institution of Electrical Engineers**, June, Volume 112, pp. 1173-1179.

STOCKBRIDGE, G. H., 1928. **Vibration damper**. EUA, US 1675391 A, 12 nov. 1925, 3 jul. 1928.

TOMPKINS, J. S., MERRILL, L. L.; JONES, B. L., 1956. Quantitative relationships in conductor vibration damping. In: **1956 AIEE Winter General Meeting**, Transactions on Power Apparatus and Systems, New York, Jan. 30th - Feb. 3rd, Volume 75, pp. 879-894.

TORRES, M. S., 1994. **Medição do amortecimento próprio em cabos utilizando ondas progressivas**. Dissertação de Mestrado. Rio de Janeiro, RJ: COPPE/UFRJ.

WHITE, R. G., 1968. Use of transient excitation in the dynamic analysis of structures. **Journal of the Royal Aeronautical Society**, Dec., Volume 73, pp. 1047-1050.

WHITE, R. G., 1971. Evaluation of the dynamic characteristics of structures by transient testing. **Journal of Sound and Vibration**, Mar. 22nd, 15(2), pp. 147-161.

WHITE, R. G., 1972. Spectrally shaped transient forcing functions for frequency response testing. **Journal of Sound and Vibration**, Aug. 8th, 23(3), pp. 307-318.

WIJKER, J. J., 2008. **Spacecraft structures**. 1ª ed. Verlag, Alemanha: Springer.

ZASSO, A., BELLOLI, M., GIAPPINO, S.; MUGGIASCA, S., 2008. Pressure field analysis on oscillating circular cylinder. **Journal of Fluids and Structures**, 4th Mar., Issue 24, pp. 628-650.

APÊNDICE 1 – CÓDIGO PARA SIMULAÇÃO POR ELEMENTOS FINITOS

```

clc
clear all
close all

%+++++
%+++++
% Código NDV_modal.m para análise modal de um modelo de elementos finitos
% de cabo, idealizado como uma viga de Euler-Bernoulli submetida a uma
% força axial de tração. Opcionalmente, pode-se inserir um neutralizador
% tipo Stockbridge, cujos fios mensageiros são também idealizados como
% vigas de Euler-Bernoulli, sem carga axial, e modelados pelo método dos
% elementos finitos

%+++++
%+++++
% DADOS DE ENTRADA

% Características físicas do sistema primário (cabo)
nels = 30; % Nº de elementos
EI = .5*pi*.027^4*68.635e9/64; % Rigidez à flexão [N.m²]
m = 1.3334; % Massa/comprimento [kg/m]
L = 29.6; % Comprimento [m]
P = 17836; % Carga axial aplicada [N]
alfa = .2/64; beta = .001/64; % C = alfa*M + beta*K
nnos = nels + 1; % Nº de nós
ngdl = 2*(nels + 1); % Nº de graus de liberdade (GDL)
ngdle = ngdl - 4; % Nº de GDL efetivos (excluindo extremidades)
nnoe = 2; % Nº de nós por elemento
he = L/nels; % Comprimento de cada elemento

% Características físicas do sistema secundário (neutralizador)
nelsn = 1; % Nº de elementos de cada fio mensageiro
pn = 57; % Posicionamento (GDL) (sem extremidades)
Eln = .65*pi*.0112^4*180e9/64; % Rigidez à flexão [N.m²]
m0 = 1.3; % Massa da base [kg]
I0 = 1e-3; % Inércia à rotação da base [kg.m]
mc1 = 1.6; % Massa do copo maior [kg]
I1 = 2*1e-3; % Inércia à rotação do copo maior [kg.m²]
e1 = 0.03; % Excentricidade do copo maior [m]
mc2 = 1.4; % Massa do copo menor [kg]
I2 = 1.333e-3; % Inércia à rotação do copo menor [kg.m²]
e2 = -0.015; % Excentricidade do copo menor [m]
mn = .48; % Massa/comprimento do fio mensageiro [kg/m]
L1 = .195; % Comprimento do fio mensageiro maior [m]
L2 = .143; % Comprimento do fio mensageiro menor [m]
alfan = .2; betan = .001; % Cn = alfan*Mn + betan*Kn
nnosn = nelsn + 1; % Nº de nós de cada fio mensageiro
ngdln = 2*(nelsn + 1); % Nº de GDL de cada fio mensageiro
% Sem NDV: ngdlb=0; com NDV: ngdlb=2
ngdlb = 2; % Nº de GDL do acoplamento ND-cabo
nnoen = 2; % Nº de nós por elemento de fio mensageiro
he1 = L1/nelsn; % Comprimento de cada elemento do fio maior [m]
he2 = L2/nelsn; % Comprimento de cada elemento do fio menor [m]

% Excitação
q = 1; % Intensidade do carregamento transversal [N]

```

```

pq = 1;          % Posicionamento (GDL) do carregamento (sem extremidades)
ps = 1;          % Posicionamento (GDL) da medição (sem extremidades)

%+++++
%+++++
% MONTAGEM DAS MATRIZES GLOBAIS M, C E K

% Matrizes de coordenadas e de conectividade
COORD = zeros(nnos, 1);
for ii = 1:nnos
    COORD(ii) = he*(ii - 1);          % Matriz de coordenadas do cabo
end

CONEC = zeros(nels, nnoe);
CONEC(1, 1) = 1; CONEC(1, nnoe) = nnoe;
for ii = 2 : nels
    for jj = 1 : nnoe
        CONEC(ii, jj) = CONEC(ii - 1, jj) + 1;          % Matriz de conectividade do cabo
    end
end

% Matriz de rigidez elementar do cabo
ke = 2*EI/he^3*[6 -3*he -6 -3*he; -3*he 2*he^2 3*he he^2; -6 3*he 6 3*he; -3*he he^2 3*he 2*he^2]
    + P/30/he*[36 -3*he -36 -3*he; -3*he 4*he^2 3*he -1; -36 3*he 36 3*he; -3*he -1 3*he 4*he^2];

% Matriz de massa elementar do cabo
me = m*he/420*[156 -22*he 54 13*he; -22*he 4*he^2 -13*he -3*he^2;
    54 -13*he 156 22*he; 13*he -3*he^2 22*he 4*he^2];

% Matrizes globais do cabo
K = zeros(ngdl, ngdl);
M = zeros(ngdl, ngdl);
for ii = 1 : 2 : 2*nels
    K(ii:ii+3, ii:ii+3) = K(ii:ii+3, ii:ii+3) + ke;
    M(ii:ii+3, ii:ii+3) = M(ii:ii+3, ii:ii+3) + me;
end
C = alfa*M + beta*K;

% Aplicação das condições de contorno de Dirichlet ao cabo
M = M(3:ngdl-2, 3:ngdl-2);
C = C(3:ngdl-2, 3:ngdl-2);
K = K(3:ngdl-2, 3:ngdl-2);

if ngdlb == 0
    Mf = M; Cf = C; Kf = K;
else
    COORD1 = zeros(nnosn, 1); COORD2 = zeros(nnosn, 1);
    for ii = 1:nnosn
        COORD1(ii) = he1*(ii - 1);          % Matriz de coordenadas do fio mensageiro maior
        COORD2(ii) = he2*(ii - 1);          % Matriz de coordenadas do fio mensageiro menor
    end

    CONECN = zeros(nelsn, nnoen);
    CONECN(1, 1) = 1; CONECN(1, nnoen) = nnoen;
    for ii = 2 : nelsn
        for jj = 1 : nnoen
            CONECN(ii, jj) = CONECN(ii - 1, jj) + 1; % Matriz de conectividade dos fios mensageiros
        end
    end
end

```

% Matrizes de rigidez elementares dos fios mensageiros

% Fio mensageiro maior

```
ken(:, :, 1) = 2*Eln/he1^3*[6 -3*he1 -6 -3*he1; -3*he1 2*he1^2 3*he1 he1^2;
-6 3*he1 6 3*he1; -3*he1 he1^2 3*he1 2*he1^2];
```

% Fio mensageiro menor

```
ken(:, :, 2) = 2*Eln/he2^3*[6 -3*he2 -6 -3*he2; -3*he2 2*he2^2 3*he2 he2^2;
-6 3*he2 6 3*he2; -3*he2 he2^2 3*he2 2*he2^2];
```

% Matrizes de massa elementares dos fios mensageiros

% Fio mensageiro maior

```
men(:, :, 1) = mn*he1/420*[156 -22*he1 54 13*he1; -22*he1 4*he1^2 -13*he1 -3*he1^2;
54 -13*he1 156 22*he1; 13*he1 -3*he1^2 22*he1 4*he1^2];
```

% Fio mensageiro menor

```
men(:, :, 2) = mn*he2/420*[156 -22*he2 54 13*he2; -22*he2 4*he2^2 -13*he2 -3*he2^2;
4 -13*he2 156 22*he2; 13*he2 -3*he2^2 22*he2 4*he2^2];
```

% Matrizes globais dos fios mensageiros

% Fios mensageiros

```
Kn = zeros(ngdln, ngdln, 2);
```

```
Mn = zeros(ngdln, ngdln, 2);
```

```
for jj = 1 : 2
```

```
    for ii = 1 : 2 : 2*nelsn
```

```
        Kn(ii:ii+3, ii:ii+3, jj) = Kn(ii:ii+3, ii:ii+3, jj) + ken(:, :, jj);
```

```
        Mn(ii:ii+3, ii:ii+3, jj) = Mn(ii:ii+3, ii:ii+3, jj) + men(:, :, jj);
```

```
    end
```

```
end
```

```
M1 = Mn(:, :, 1); K1 = Kn(:, :, 1);
```

```
C1 = alfan*M1 + betan*K1;
```

% Inserção da massa e inércia da base na matriz M1

```
M1(1, 1) = M1(1, 1) + m0/2; M1(2, 2) = M1(2, 2) + I0/2;
```

% Inserção da massa e inércia do copo na matriz M1

```
M1(end-1:end, end-1:end) = M1(end-1:end, end-1:end) + [mc1 e1*mc1; e1*mc1 e1^2*mc1+I1];
```

```
M2 = Mn(:, :, 2); K2 = Kn(:, :, 2);
```

```
C2 = alfan*M2 + betan*K2;
```

% Inserção da massa e inércia da base na matriz M2

```
M2(1, 1) = M2(1, 1) + m0/2; M2(2, 2) = M2(2, 2) + I0/2;
```

% Inserção da massa do copo na matriz M2

```
M2(end-1:end, end-1:end) = M2(end-1:end, end-1:end) + [mc2 e2*mc2; e2*mc2 e2^2*mc2+I2];
```

% Montagem das matrizes totais

```
Mtot = zeros(size(M, 1) + size(M1, 1) + size(M2, 1));
```

```
Ctot = zeros(size(C, 1) + size(C1, 1) + size(C2, 1));
```

```
Ktot = zeros(size(K, 1) + size(K1, 1) + size(K2, 1));
```

```
Mtot(1:ngdle, 1:ngdle) = M;
```

```
Mtot(ngdle+1:ngdle+ngdln, ngdle+1:ngdle+ngdln) = M1;
```

```
Mtot(ngdle+ngdln+1:ngdle+2*ngdln, ngdle+ngdln+1:ngdle+2*ngdln) = M2;
```

```
Ctot(1:ngdle, 1:ngdle) = C;
```

```
Ctot(ngdle+1:ngdle+ngdln, ngdle+1:ngdle+ngdln) = C1;
```

```
Ctot(ngdle+ngdln+1:ngdle+2*ngdln, ngdle+ngdln+1:ngdle+2*ngdln) = C2;
```

```
Ktot(1:ngdle, 1:ngdle) = K;
```

```
Ktot(ngdle+1:ngdle+ngdln, ngdle+1:ngdle+ngdln) = K1;
```

```
Ktot(ngdle+ngdln+1:ngdle+2*ngdln, ngdle+ngdln+1:ngdle+2*ngdln) = K2;
```

% Constituição da matriz de transformação

```
Lf = zeros(ngdle+2*ngdln, ngdle+2*(ngdln-ngdlnb));
```

```

Lf(1:ngdle-ngdlb, 1:ngdle-ngdlb) = eye(ngdle-ngdlb);
Lf(ngdle-ngdlb+1:ngdle, ngdle+2*ngdln-3*ngdlb+1:ngdle+2*(ngdln-ngdlb)) = eye(ngdlb);
Lf(ngdle+1:ngdle+ngdln-ngdlb, ngdle-ngdlb+1:ngdle+ngdln-2*ngdlb) = eye(ngdln-ngdlb);
Lf(ngdle+ngdln-ngdlb+1:ngdle+ngdln, ngdle+2*ngdln-3*ngdlb+1:ngdle+2*(ngdln-ngdlb)) =
eye(ngdlb);
Lf(ngdle+ngdln+1:ngdle+2*ngdln-ngdlb, ngdle+ngdln-2*ngdlb+1:ngdle+2*ngdln-3*ngdlb) =
eye(ngdln-ngdlb);
Lf(ngdle+2*ngdln-ngdlb+1:ngdle+2*ngdln, ngdle+2*ngdln-3*ngdlb+1:ngdle+2*(ngdln-ngdlb)) =
eye(ngdlb);

```

```

% Matrizes reduzidas

```

```

Mf = Lf'*Mtot*Lf;

```

```

Cf = Lf'*Ctot*Lf;

```

```

Kf = Lf'*Ktot*Lf;

```

```

end

```

```

%+++++
%+++++
% ANÁLISE MODAL

```

```

Lm = chol(Mf);

```

```

Ktil = Lm\Kf/Lm;

```

```

[Phi, Lamb] = eig(Ktil);

```

```

[Lam, idx] = sort(diag(Lamb));

```

```

phi = zeros(length(Phi(:, 1)), length(Phi(1, :)));

```

```

for ii = 1 : length(Phi(:, 1))

```

```

    phi(:, ii) = Phi(:, idx(ii));

```

```

end

```

```

Tm = Lm\phi;

```

```

zeta = zeros(1, length(Lam));

```

```

for ii = 1 : length(Lam)

```

```

    zeta(ii) = alfa/(2*sqrt(Lam(ii))) + beta*sqrt(Lam(ii))/2;

```

```

end

```

```

%+++++
%+++++
% RECEPÇÃO E RESPOSTA

```

```

t0 = 0;

```

```

% Tempo inicial de aquisição

```

```

tf = 10;

```

```

% Tempo final de aquisição

```

```

N = 512 * 16;

```

```

% Nº de pontos do vetor tempo

```

```

ts = linspace(t0, tf, N);

```

```

% Vetor tempo

```

```

NN = N/2 - 1;

```

```

% Nº de pontos antes do dobramento

```

```

dom = 2*pi/tf;

```

```

% Determinação do espaçamento em frequência

```

```

omx = 0 : dom : (N-1)*dom;

```

```

% Montagem do vetor de frequência

```

```

om = omx(1:NN);

```

```

% Montagem do vetor reduzido de frequência

```

```

% Elemento da matriz de receptância

```

```

H = zeros(1, length(om));

```

```

for ii = 1 : length(Lam)

```

```

    H = H + Tm(ps, ii)*Tm(pq, ii)./(Lam(ii) - om.^2 + 1i*(2*zeta(ii)*sqrt(Lam(ii))*om));

```

```

end

```

```

% Sinal de excitação

```

```

wi = 2*pi*6;

```

```

% Frequência de corte superior [rad/s]

```

```

wf = 2*pi*70;

```

```

% Frequência de corte inferior [rad/s]

```

```

tc = tf;

```

```

% Duração [s]

```

```

a = (wf - wi)/(2*tc);

```

```

ch = zeros(1, N);

```

```

fl = 0;
for ii = 1 : length(ts)
    if ts(ii) <= tc
        ch(ii) = sin(a * ts(ii)^2 + wi * ts(ii));
        fl = ii;
    else
        ch(ii) = ch(ii - fl);
    end
end
ch = q*ch;

y = fft(ch);
y = y(1:NN);

% Resposta
R = H.*y;

om_min = 2*pi*6;
om_max = 2*pi*70;
npi = ceil(length(om) * om_min / om(length(om)));
npf = ceil(length(om) * om_max / om(length(om)));

figure(1)
plot(om(npi:npf)/2/pi, 20*log10(abs(H(npi:npf))), 'k')
axis([6 70 -120 -55])
xlabel('Frequência [Hz]')
ylabel('Módulo de \itH\rm (dB re 1 m/N)')
grid on
hold on

figure(2)
plot(om(npi:npf)/2/pi, angle(H(npi:npf))*180/pi, 'k')
axis([6 70 -180 180])
xlabel('Frequência [Hz]')
ylabel('Fase de \itH\rm (°)')
grid on
hold on

```

APÊNDICE 2 – CÓDIGO PARA SIMULAÇÃO VIA SOLUÇÃO ANALÍTICA

```

clear all
close all
clc

%+++++
%+++++
% Código Adimensionais.m para determinação das frequências naturais de um
% cabo (idealizado como uma viga de Euler-Bernoulli) submetido a uma força
% axial (negativa para tração). Deve-se alterar o vetor de frequências "om"
% para a banda de interesse. As frequências naturais são determinadas pelo
% cruzamento das curvas mostradas no gráfico

%+++++
%+++++

EI = .5*pi*.027^4*68.635e9/64; % Rigidez à flexão [N.m²]
m = 1.3334; % Massa/comprimento [kg/m]
L = 29.6; % Comprimento [m]
H = -17836; % Carga axial aplicada [N]
k2 = H*L^2/EI;

om = linspace(1, 45, 10000);

delta = sqrt(sqrt(m*L^4*om.^2/EI + (k2/2)^2) + k2/2); % Alfa_2
epsilon = sqrt(sqrt(m*L^4*om.^2/EI + (k2/2)^2) - k2/2); % Alfa_2

F1 = 2*(1 - cos(delta).*cosh(epsilon));
F2 = (delta./epsilon - epsilon./delta).*(sin(delta).*sinh(epsilon));

figure(1)
plot(om,F1,'b', om,F2,'r')
grid on

```


APÊNDICE 3 – SOFTWARE DE ENSAIO

Painel frontal do *software* de ensaio CSSM.vi:

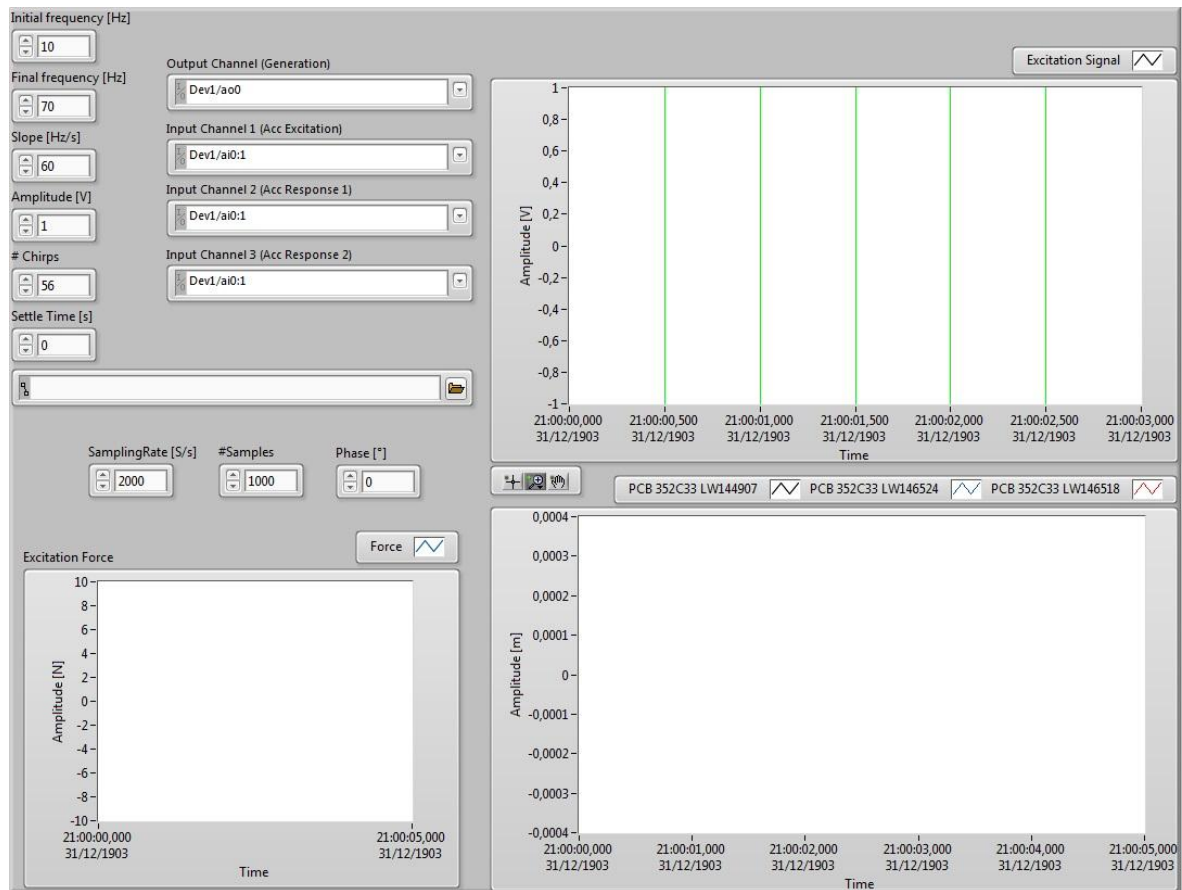


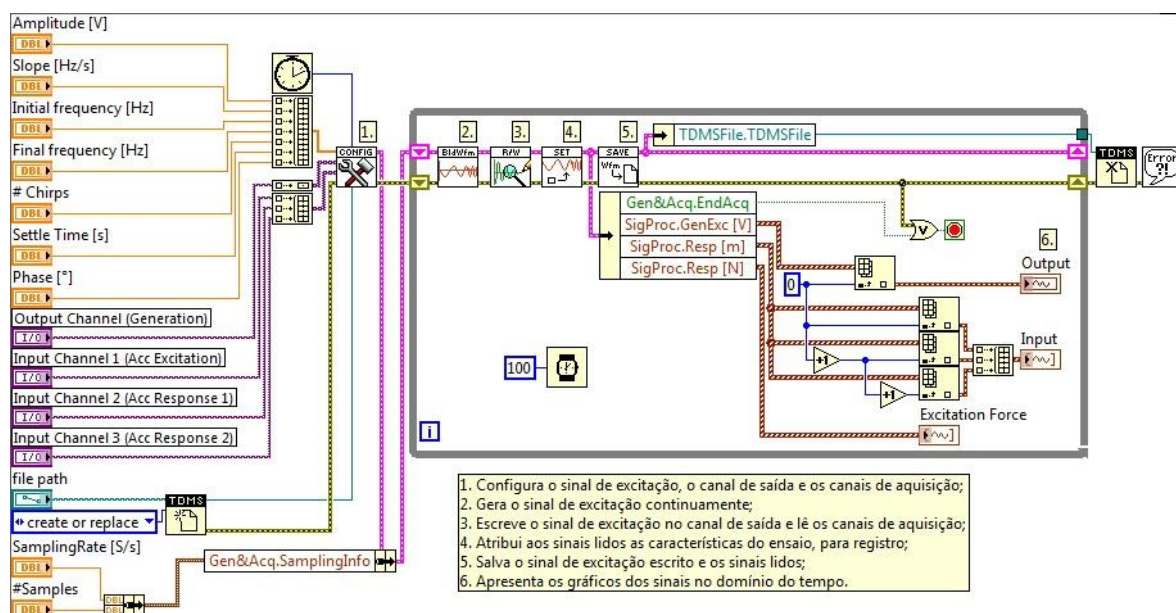
Diagrama de blocos do *software* de ensaio “CSSM.vi”:

Diagrama de blocos da sub-rotina “ConfigureTask.vi”:

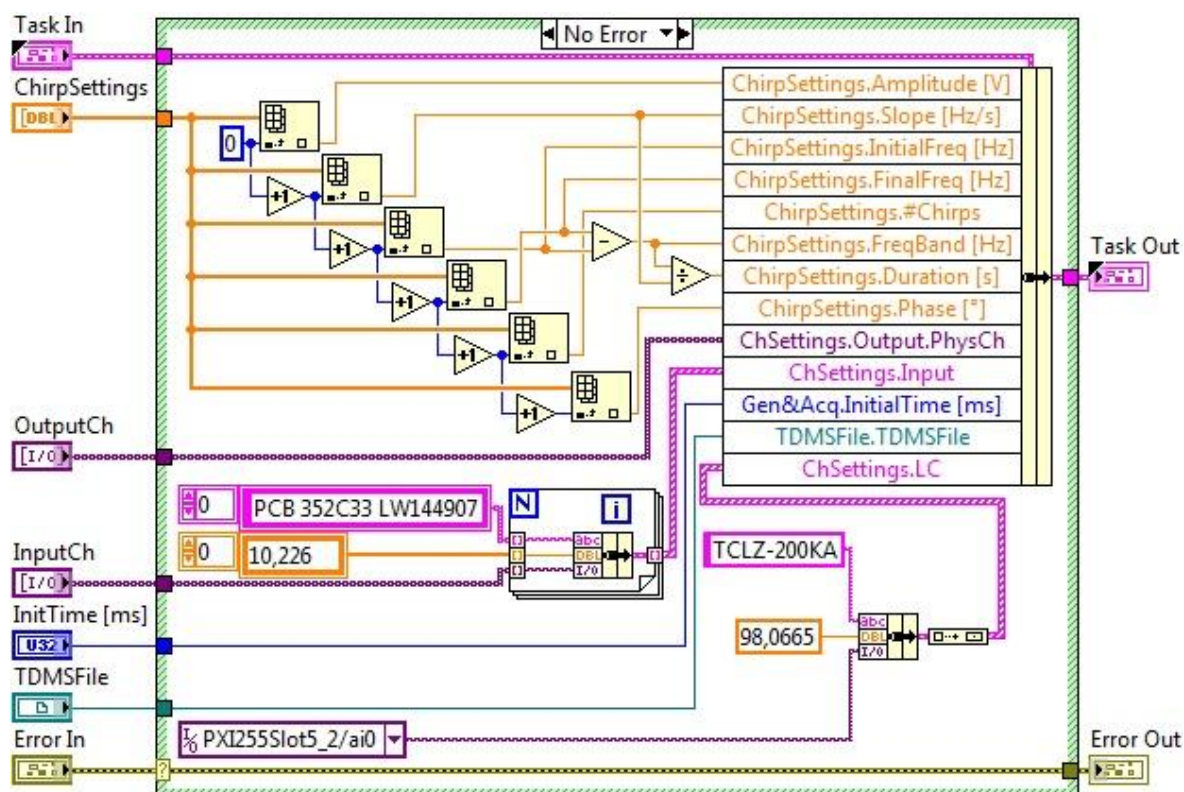


Diagrama de blocos da sub-rotina “BuildWfm.vi”:

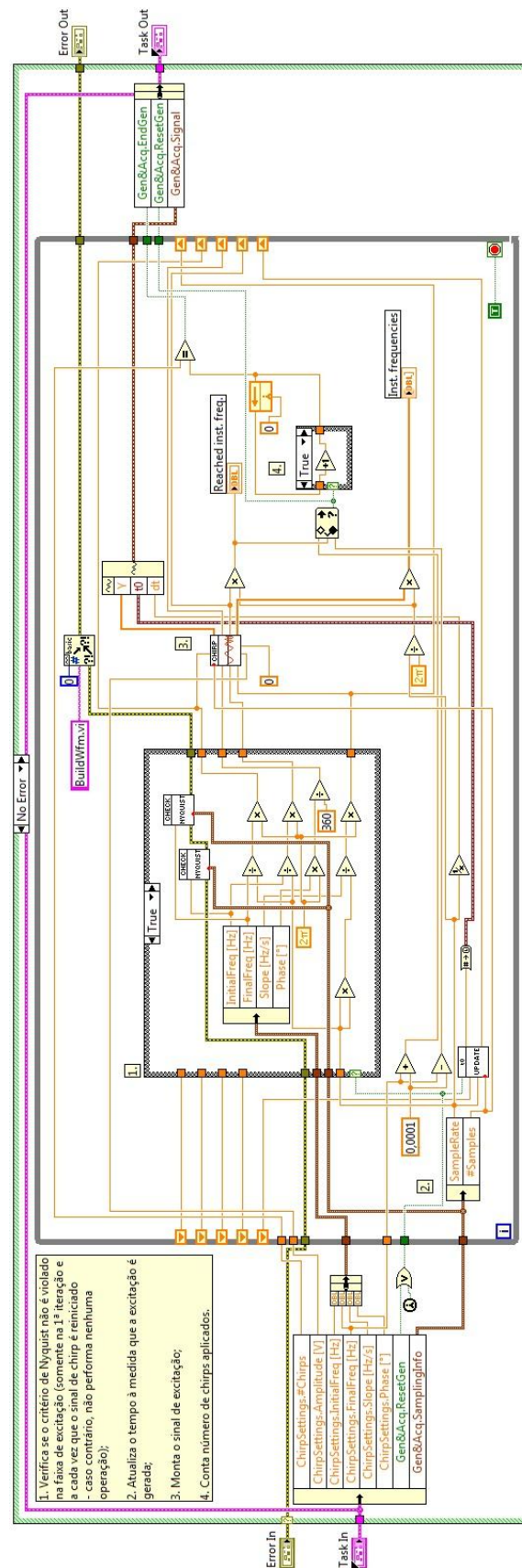


Diagrama de blocos da sub-rotina “SetChirpAttributes.vi”:

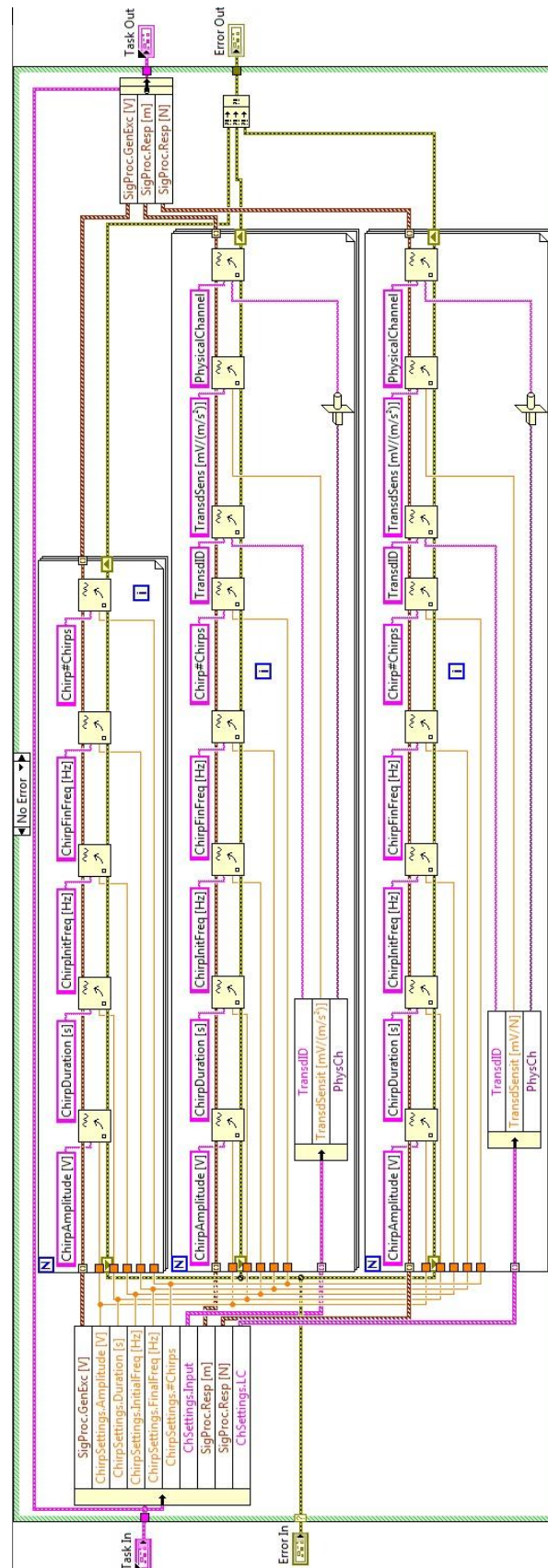


Diagrama de blocos da sub-rotina “SaveWfm.vi”:

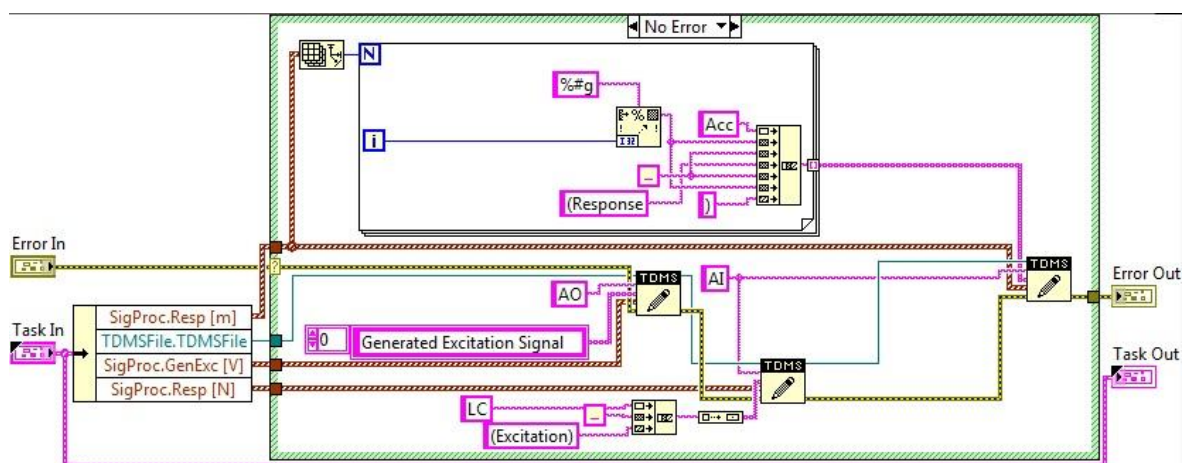


Diagrama de blocos da sub-rotina “Updatet0.vi” (dentro da sub-rotina “BuildWfm.vi”) (casos verdadeiro e falso):

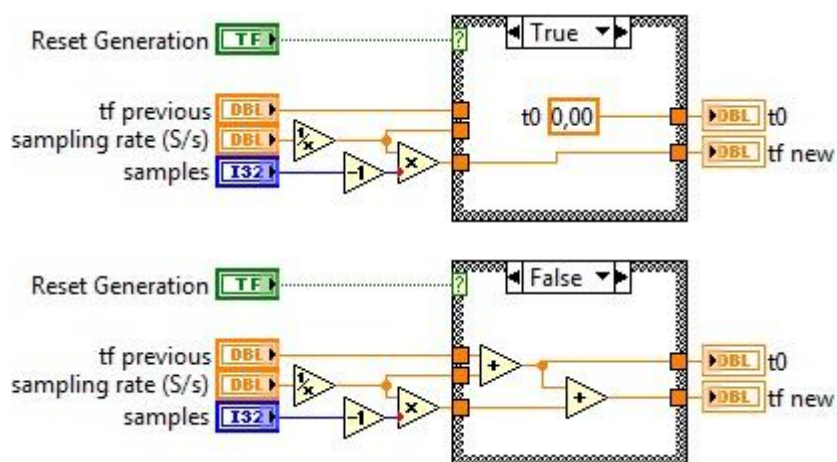


Diagrama de blocos da sub-rotina “TrapFgenParameterErrors.vi” (dentro da sub-rotina “BuildWfm.vi”):

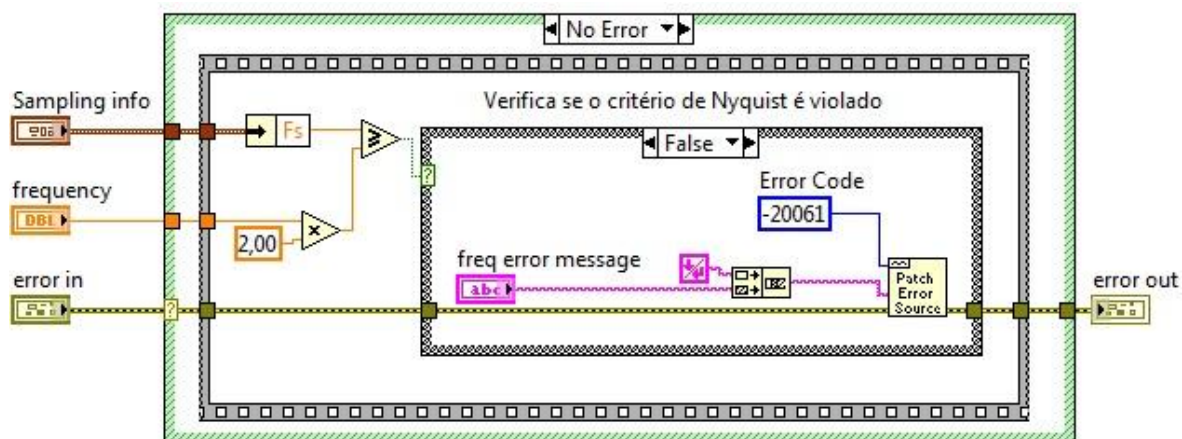
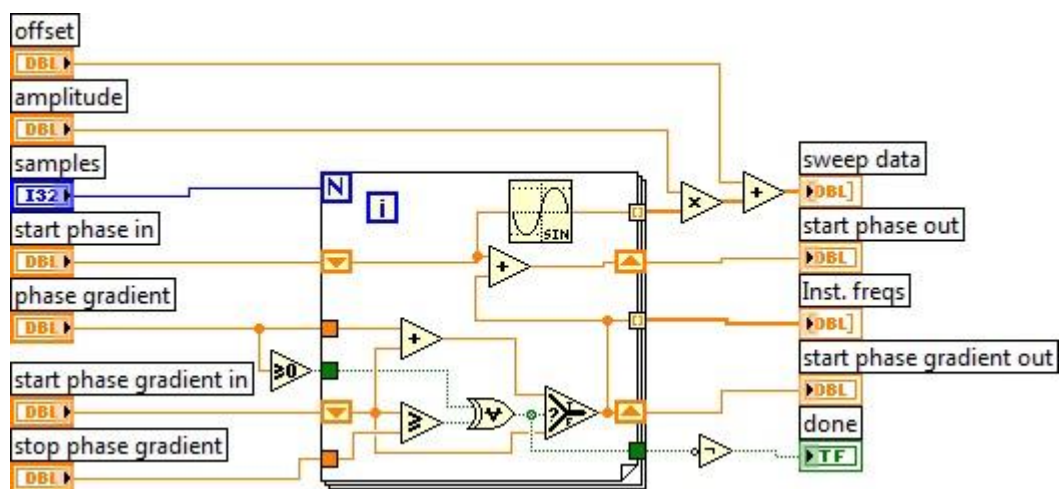


Diagrama de blocos da sub-rotina “LinearSweepBlock.vi” (dentro da sub-rotina “BuildWfm.vi”):



APÊNDICE 4 – CÓDIGO PARA CÁLCULO DAS CORRELAÇÕES

```

clc
clear all
close all

%+++++
%+++++
% Código Correlation.m para cálculo da autocorrelação do sinal da excitação
% e das correlações cruzadas entre as respostas e a excitação

%+++++
%+++++

fs = 2000;           % Frequência de amostragem

idxi = fs + 1;       % Índice inicial no arquivo
idxf = fs * 57 + 1;  % Índice final no arquivo

% Arquivos para importação dos dados
% 'T1_Tern_13.xlsx', 'T1_NDf_13.xlsx', 'T1_NDd_13.xlsx'
% 'T1_Tern_15.xlsx', 'T1_NDf_15.xlsx', 'T1_NDd_15.xlsx'

exc = xlsread('T1_Tern_13.xlsx', 'AO');
v = exc(idxi:idxf, 1);
resp = xlsread('T1_Tern_13.xlsx', 'AI');
f = 19.2340768*resp(idxi:idxf, 1);
%%

w = zeros(length(resp(idxi:idxf, 1)), 3);
for ii = 1 : 3
    if ii == 1
        w(:, ii) = resp(idxi:idxf, ii + 1);
    elseif ii == 2
        w(:, ii) = resp(idxi+250:idxf+250, ii + 1);
    else
        w(:, ii) = resp(idxi+460:idxf+460, ii + 1);
    end
end

t = linspace(0, 60, length(w(:, 1)));

clear resp exc
%%

np = 14;           % Nº de chirps por realização
ov = 0;           % Sobreposição (%)
alfa = .025;

% Cômputo da autocorrelação e das correlações cruzadas
[Rff, tau] = xcorr(f(1:np*fs), f(1:np*fs), 'unbiased');
[Rw1f, tau1] = xcorr(w(1:np*fs, 1), f(1:np*fs), 'unbiased');
[Rw2f, tau2] = xcorr(w(1:np*fs, 2), f(1:np*fs), 'unbiased');
[Rw3f, tau3] = xcorr(w(1:np*fs, 3), f(1:np*fs), 'unbiased');

figure(1)

```



```

plot(tau/fs, Rff, 'b', tau1/fs, Rw1f*70000, 'r')
axis([0 3 -15000 20000])
grid on
xlabel('\it\tau\rm / \itf_s')
ylabel('Autocorrelação e correlação cruzada')
legend('\itR_f_f', '\itR_y_f')
hold on

```

```

figure(2)
plot(tau/fs, Rff, 'b', tau2/fs, Rw2f*50000, 'r')
axis([0 3 -15000 20000])
grid on
xlabel('\it\tau\rm / \itf_s')
ylabel('Autocorrelação e correlação cruzada')
legend('\itR_f_f', '\itR_y_f')
hold on

```

```

figure(3)
plot(tau/fs, Rff, 'b', tau3/fs, Rw3f*35000, 'r')
axis([0 3 -15000 20000])
grid on
xlabel('\it\tau\rm / \itf_s')
ylabel('Autocorrelação e correlação cruzada')
legend('\itR_f_f', '\itR_y_f')
hold on

```

APÊNDICE 5 – CÓDIGO PARA CÔMPUTO DAS FRF

```

clc
clear all
close all

%+++++
%+++++
% Código Postprocessing.m para cômputo das receptâncias e reduções dos
% níveis de vibração
%+++++
%+++++

fs = 2000;           % Frequência de amostragem

idxi = fs + 1;       % Índice inicial nos arquivos
idxf = fs * 57 + 1;  % Índice final nos arquivos

% Importação dos dados dos arquivos
exc = xlsread('T1_Tern_13.xlsx', 'AO');
v_Tern_13 = exc(idxi:idxf, 1);
resp = xlsread('T1_Tern_13.xlsx', 'AI');
f_Tern_13 = 19.2340768*resp(idxi:idxf, 1);
w_Tern_13 = zeros(length(resp(idxi:idxf, 1)), 3);
for ii = 1 : 3
    if ii == 1
        w_Tern_13(:, ii) = resp(idxi:idxf, ii + 1);
    elseif ii == 2
        w_Tern_13(:, ii) = resp(idxi+250:idxf+250, ii + 1);
    else
        w_Tern_13(:, ii) = resp(idxi+460:idxf+460, ii + 1);
    end
end
t = linspace(0, 60, length(w_Tern_13(:, 1)));

exc = xlsread('T1_NDf_13.xlsx', 'AO');
v_NDf_13 = exc(idxi:idxf, 1);
resp = xlsread('T1_NDf_13.xlsx', 'AI');
f_NDf_13 = 19.2340768*resp(idxi:idxf, 1);
w_NDf_13 = zeros(length(resp(idxi:idxf, 1)), 3);
for ii = 1 : 3
    if ii == 1
        w_NDf_13(:, ii) = resp(idxi:idxf, ii + 1);
    elseif ii == 2
        w_NDf_13(:, ii) = resp(idxi+245:idxf+245, ii + 1);
    else
        w_NDf_13(:, ii) = resp(idxi+452:idxf+452, ii + 1);
    end
end

exc = xlsread('T1_NDd_13.xlsx', 'AO');
v_NDd_13 = exc(idxi:idxf, 1);
resp = xlsread('T1_NDd_13.xlsx', 'AI');
f_NDd_13 = 19.2340768*resp(idxi:idxf, 1);
w_NDd_13 = zeros(length(resp(idxi:idxf, 1)), 3);
for ii = 1 : 3

```

```

if ii == 1
    w_NDd_13(:, ii) = resp(idxi:idxf, ii + 1);
elseif ii == 2
    w_NDd_13(:, ii) = resp(idxi+246:idxf+246, ii + 1);
else
    w_NDd_13(:, ii) = resp(idxi+453:idxf+453, ii + 1);
end
end

```

```

exc = xlsread('T1_Tern_15.xlsx', 'AO');
v_Tern_15 = exc(idxi:idxf, 1);
resp = xlsread('T1_Tern_15.xlsx', 'AI');
f_Tern_15 = 19.2340768*resp(idxi:idxf, 1);
w_Tern_15 = zeros(length(resp(idxi:idxf, 1)), 3);
for ii = 1 : 3
    if ii == 1
        w_Tern_15(:, ii) = resp(idxi:idxf, ii + 1);
    elseif ii == 2
        w_Tern_15(:, ii) = resp(idxi+251:idxf+251, ii + 1);
    else
        w_Tern_15(:, ii) = resp(idxi+458:idxf+458, ii + 1);
    end
end

```

```

exc = xlsread('T1_NDf_15.xlsx', 'AO');
v_NDf_15 = exc(idxi:idxf, 1);
resp = xlsread('T1_NDf_15.xlsx', 'AI');
f_NDf_15 = 19.2340768*resp(idxi:idxf, 1);
w_NDf_15 = zeros(length(resp(idxi:idxf, 1)), 3);
for ii = 1 : 3
    if ii == 1
        w_NDf_15(:, ii) = resp(idxi:idxf, ii + 1);
    elseif ii == 2
        w_NDf_15(:, ii) = resp(idxi+246:idxf+246, ii + 1);
    else
        w_NDf_15(:, ii) = resp(idxi+453:idxf+453, ii + 1);
    end
end

```

```

exc = xlsread('T1_NDd_15.xlsx', 'AO');
v_NDd_15 = exc(idxi:idxf, 1);
resp = xlsread('T1_NDd_15.xlsx', 'AI');
f_NDd_15 = 19.2340768*resp(idxi:idxf, 1);
w_NDd_15 = zeros(length(resp(idxi:idxf, 1)), 3);
for ii = 1 : 3
    if ii == 1
        w_NDd_15(:, ii) = resp(idxi:idxf, ii + 1);
    elseif ii == 2
        w_NDd_15(:, ii) = resp(idxi+247:idxf+247, ii + 1);
    else
        w_NDd_15(:, ii) = resp(idxi+454:idxf+454, ii + 1);
    end
end

```

```

clear resp exc
%%

```

```

np = 14;      % N° de chirps por realização
ov = 5;      % Sobreposição (%)

```

alfa = 0.025;

% Cômputo das densidades espectrais

```
[Sff_Tern_13, f] = cpsd(f_Tern_13, f_Tern_13, rectwin(np*fs), np*fs*ov/100, np*fs, fs);
Sff_NDf_13 = cpsd(f_NDf_13, f_NDf_13, rectwin(np*fs), np*fs*ov/100, np*fs, fs);
Sff_NDd_13 = cpsd(f_NDd_13, f_NDd_13, rectwin(np*fs), np*fs*ov/100, np*fs, fs);
Sff_Tern_15 = cpsd(f_Tern_15, f_Tern_15, rectwin(np*fs), np*fs*ov/100, np*fs, fs);
Sff_NDf_15 = cpsd(f_NDf_15, f_NDf_15, rectwin(np*fs), np*fs*ov/100, np*fs, fs);
Sff_NDd_15 = cpsd(f_NDd_15, f_NDd_15, rectwin(np*fs), np*fs*ov/100, np*fs, fs);
```

```
Svf_Tern_13 = cpsd(v_Tern_13, f_Tern_13, rectwin(np*fs), np*fs*ov/100, np*fs, fs);
Svf_NDf_13 = cpsd(v_NDf_13, f_NDf_13, rectwin(np*fs), np*fs*ov/100, np*fs, fs);
Svf_NDd_13 = cpsd(v_NDd_13, f_NDd_13, rectwin(np*fs), np*fs*ov/100, np*fs, fs);
Svf_Tern_15 = cpsd(v_Tern_15, f_Tern_15, rectwin(np*fs), np*fs*ov/100, np*fs, fs);
Svf_NDf_15 = cpsd(v_NDf_15, f_NDf_15, rectwin(np*fs), np*fs*ov/100, np*fs, fs);
Svf_NDd_15 = cpsd(v_NDd_15, f_NDd_15, rectwin(np*fs), np*fs*ov/100, np*fs, fs);
```

% Inicialização de vetores

```
Sfw_Tern_13 = zeros(length(Sff_Tern_13), 3); Sfw_NDf_13 = Sfw_Tern_13;
Sfw_NDd_13 = Sfw_Tern_13; Sww_Tern_13 = Sfw_Tern_13;
Sww_NDf_13 = Sfw_Tern_13; Sww_NDd_13 = Sfw_Tern_13;
Svw_Tern_13 = Sfw_Tern_13; Svw_NDf_13 = Sfw_Tern_13;
Svw_NDd_13 = Sfw_Tern_13; Swf_Tern_13 = Sfw_Tern_13;
Swf_NDf_13 = Sfw_Tern_13; Swf_NDd_13 = Sfw_Tern_13;
H1_Tern_13 = Sfw_Tern_13; H1_NDf_13 = Sfw_Tern_13;
H1_NDd_13 = Sfw_Tern_13; H2_Tern_13 = Sfw_Tern_13;
H2_NDf_13 = Sfw_Tern_13; H2_NDd_13 = Sfw_Tern_13;
H3_Tern_13 = Sfw_Tern_13; H3_NDf_13 = Sfw_Tern_13;
H3_NDd_13 = Sfw_Tern_13; HT_Tern_13 = Sfw_Tern_13;
HT_NDf_13 = Sfw_Tern_13; HT_NDd_13 = Sfw_Tern_13;
Sfw_Tern_15 = Sfw_Tern_13; Sfw_NDf_15 = Sfw_Tern_13;
Sfw_NDd_15 = Sfw_Tern_13; Sww_Tern_15 = Sfw_Tern_13;
Sww_NDf_15 = Sfw_Tern_13; Sww_NDd_15 = Sfw_Tern_13;
Svw_Tern_15 = Sfw_Tern_13; Svw_NDf_15 = Sfw_Tern_13;
Svw_NDd_15 = Sfw_Tern_13; Swf_Tern_15 = Sfw_Tern_13;
Swf_NDf_15 = Sfw_Tern_13; Swf_NDd_15 = Sfw_Tern_13;
H1_Tern_15 = Sfw_Tern_13; H1_NDf_15 = Sfw_Tern_13;
H1_NDd_15 = Sfw_Tern_13; H2_Tern_15 = Sfw_Tern_13;
H2_NDf_15 = Sfw_Tern_13; H2_NDd_15 = Sfw_Tern_13;
H3_Tern_15 = Sfw_Tern_13; H3_NDf_15 = Sfw_Tern_13;
H3_NDd_15 = Sfw_Tern_13; HT_Tern_15 = Sfw_Tern_13;
HT_NDf_15 = Sfw_Tern_13; HT_NDd_15 = Sfw_Tern_13;
```

% Cômputo das demais densidades espectrais e estimadores

for ii = 1 : 3

```
Sfw_Tern_13(:, ii) = cpsd(f_Tern_13, w_Tern_13(:, ii), rectwin(np*fs), np*fs*ov/100, np*fs, fs);
Sfw_NDf_13(:, ii) = cpsd(f_NDf_13, w_NDf_13(:, ii), rectwin(np*fs), np*fs*ov/100, np*fs, fs);
Sfw_NDd_13(:, ii) = cpsd(f_NDd_13, w_NDd_13(:, ii), rectwin(np*fs), np*fs*ov/100, np*fs, fs);
Sfw_Tern_15(:, ii) = cpsd(f_Tern_15, w_Tern_15(:, ii), rectwin(np*fs), np*fs*ov/100, np*fs, fs);
Sfw_NDf_15(:, ii) = cpsd(f_NDf_15, w_NDf_15(:, ii), rectwin(np*fs), np*fs*ov/100, np*fs, fs);
Sfw_NDd_15(:, ii) = cpsd(f_NDd_15, w_NDd_15(:, ii), rectwin(np*fs), np*fs*ov/100, np*fs, fs);
```

```
Sww_Tern_13(:, ii) = cpsd(w_Tern_13(:, ii), w_Tern_13(:, ii), rectwin(np*fs), np*fs*ov/100, np*fs, fs);
Sww_NDf_13(:, ii) = cpsd(w_NDf_13(:, ii), w_NDf_13(:, ii), rectwin(np*fs), np*fs*ov/100, np*fs, fs);
Sww_NDd_13(:, ii) = cpsd(w_NDd_13(:, ii), w_NDd_13(:, ii), rectwin(np*fs), np*fs*ov/100, np*fs, fs);
Sww_Tern_15(:, ii) = cpsd(w_Tern_15(:, ii), w_Tern_15(:, ii), rectwin(np*fs), np*fs*ov/100, np*fs, fs);
Sww_NDf_15(:, ii) = cpsd(w_NDf_15(:, ii), w_NDf_15(:, ii), rectwin(np*fs), np*fs*ov/100, np*fs, fs);
Sww_NDd_15(:, ii) = cpsd(w_NDd_15(:, ii), w_NDd_15(:, ii), rectwin(np*fs), np*fs*ov/100, np*fs, fs);
```

```

Swf_Tern_13(:, ii) = cpsd(w_Tern_13(:, ii), f_Tern_13, rectwin(np*fs), np*fs*ov/100, np*fs, fs);
Swf_NDf_13(:, ii) = cpsd(w_NDf_13(:, ii), f_NDf_13, rectwin(np*fs), np*fs*ov/100, np*fs, fs);
Swf_NDd_13(:, ii) = cpsd(w_NDd_13(:, ii), f_NDd_13, rectwin(np*fs), np*fs*ov/100, np*fs, fs);
Swf_Tern_15(:, ii) = cpsd(w_Tern_15(:, ii), f_Tern_15, rectwin(np*fs), np*fs*ov/100, np*fs, fs);
Swf_NDf_15(:, ii) = cpsd(w_NDf_15(:, ii), f_NDf_15, rectwin(np*fs), np*fs*ov/100, np*fs, fs);
Swf_NDd_15(:, ii) = cpsd(w_NDd_15(:, ii), f_NDd_15, rectwin(np*fs), np*fs*ov/100, np*fs, fs);

```

```

H1_Tern_13(:, ii) = Sfw_Tern_13(:, ii)/Sff_Tern_13;
H1_NDf_13(:, ii) = Sfw_NDf_13(:, ii)/Sff_NDf_13;
H1_NDd_13(:, ii) = Sfw_NDd_13(:, ii)/Sff_NDd_13;
H1_Tern_15(:, ii) = Sfw_Tern_15(:, ii)/Sff_Tern_15;
H1_NDf_15(:, ii) = Sfw_NDf_15(:, ii)/Sff_NDf_15;
H1_NDd_15(:, ii) = Sfw_NDd_15(:, ii)/Sff_NDd_15;

```

```

H2_Tern_13(:, ii) = Sww_Tern_13(:, ii)/Swf_Tern_13(:, ii);
H2_NDf_13(:, ii) = Sww_NDf_13(:, ii)/Swf_NDf_13(:, ii);
H2_NDd_13(:, ii) = Sww_NDd_13(:, ii)/Swf_NDd_13(:, ii);
H2_Tern_15(:, ii) = Sww_Tern_15(:, ii)/Swf_Tern_15(:, ii);
H2_NDf_15(:, ii) = Sww_NDf_15(:, ii)/Swf_NDf_15(:, ii);
H2_NDd_15(:, ii) = Sww_NDd_15(:, ii)/Swf_NDd_15(:, ii);

```

```

HT_Tern_13(:, ii) = (Sww_Tern_13(:, ii) - Sff_Tern_13 + sqrt((Sff_Tern_13 - Sww_Tern_13(:, ii)).^2 + 4*abs(Sfw_Tern_13(:, ii)).^2))./(2*Swf_Tern_13(:, ii));
HT_NDf_13(:, ii) = (Sww_NDf_13(:, ii) - Sff_NDf_13 + sqrt((Sff_NDf_13 - Sww_NDf_13(:, ii)).^2 + 4*abs(Sfw_NDf_13(:, ii)).^2))./(2*Swf_NDf_13(:, ii));
HT_NDd_13(:, ii) = (Sww_NDd_13(:, ii) - Sff_NDd_13 + sqrt((Sff_NDd_13 - Sww_NDd_13(:, ii)).^2 + 4*abs(Sfw_NDd_13(:, ii)).^2))./(2*Swf_NDd_13(:, ii));
HT_Tern_15(:, ii) = (Sww_Tern_15(:, ii) - Sff_Tern_15 + sqrt((Sff_Tern_15 - Sww_Tern_15(:, ii)).^2 + 4*abs(Sfw_Tern_15(:, ii)).^2))./(2*Swf_Tern_15(:, ii));
HT_NDf_15(:, ii) = (Sww_NDf_15(:, ii) - Sff_NDf_15 + sqrt((Sff_NDf_15 - Sww_NDf_15(:, ii)).^2 + 4*abs(Sfw_NDf_15(:, ii)).^2))./(2*Swf_NDf_15(:, ii));
HT_NDd_15(:, ii) = (Sww_NDd_15(:, ii) - Sff_NDd_15 + sqrt((Sff_NDd_15 - Sww_NDd_15(:, ii)).^2 + 4*abs(Sfw_NDd_15(:, ii)).^2))./(2*Swf_NDd_15(:, ii));
end

```

```

npi = floor(length(Sff_Tern_13)*6/1000);           % Frequência mínima nos gráficos
nps = ceil(length(Sff_Tern_13)*70/1000);          % Frequência máxima nos gráficos
%%

```

```

% Cômputo das reduções
nfi = floor(length(Sff_Tern_13)*8/1000);          % Frequência inferior p/ avaliação da redução
nfs = ceil(length(Sff_Tern_13)*68/1000);          % Frequência superior p/ avaliação da redução

```

```

Red_NDf_13 = zeros(3, 1); Red_NDd_13 = zeros(3, 1);
Red_NDf_15 = zeros(3, 1); Red_NDd_15 = zeros(3, 1);
for ii = 1 : 3
    s_Tern_13 = 0; s_NDf_13 = 0; s_NDd_13 = 0;
    s_Tern_15 = 0; s_NDf_15 = 0; s_NDd_15 = 0;
    for jj = nfi : nfs
        s_Tern_13 = s_Tern_13 + abs(H1_Tern_13(jj, ii))^2;
        s_NDf_13 = s_NDf_13 + abs(H1_NDf_13(jj, ii))^2;
        s_NDd_13 = s_NDd_13 + abs(H1_NDd_13(jj, ii))^2;
        s_Tern_15 = s_Tern_15 + abs(H1_Tern_15(jj, ii))^2;
        s_NDf_15 = s_NDf_15 + abs(H1_NDf_15(jj, ii))^2;
        s_NDd_15 = s_NDd_15 + abs(H1_NDd_15(jj, ii))^2;
    end
    Red_NDf_13(ii) = 20*log10(sqrt(s_NDf_13/s_Tern_13));
    Red_NDd_13(ii) = 20*log10(sqrt(s_NDd_13/s_Tern_13));
    Red_NDf_15(ii) = 20*log10(sqrt(s_NDf_15/s_Tern_15));

```

```

    Red_NDd_15(ii) = 20*log10(sqrt(s_NDd_15/s_Tern_15));
end

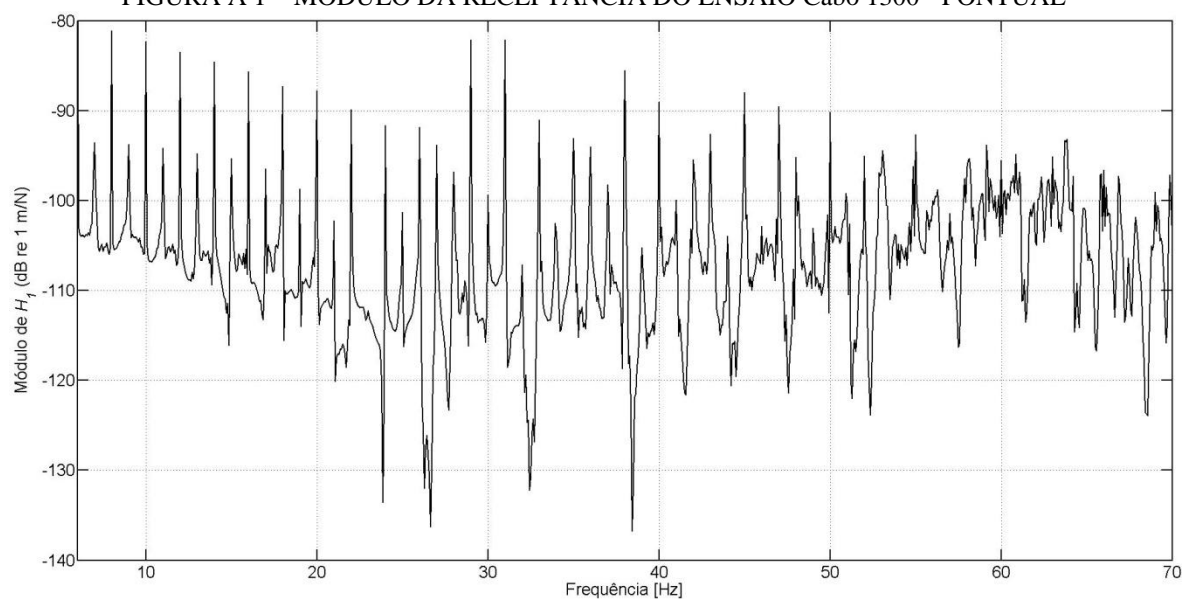
figure(1)
plot(f(npi:nps), 20*log10(abs(H1_Tern_13(npi:nps, 1))), 'k', f(npi:nps),
20*log10(abs(H1_NDf_13(npi:nps, 1))), 'r')
grid on
axis([6 70 -140 -70])
legend('Cabo 1300', 'NDV_f 1300')
xlabel('Frequência [Hz]')
ylabel('Módulo de \itH_1\rm (dB re 1 m/N)')
hold on

figure(2)
plot(f(npi:nps), angle(H1_Tern_13(npi:nps, 1))*180/pi, 'k', f(npi:nps), angle(H1_NDf_13(npi:nps,
1))*180/pi, 'k')
grid on
axis([6 70 -180 180])
legend('Cabo 1300', 'NDV_f 1300')
xlabel('Frequência [Hz]')
ylabel('Fase de \itH_1\rm (°)')
hold on

```

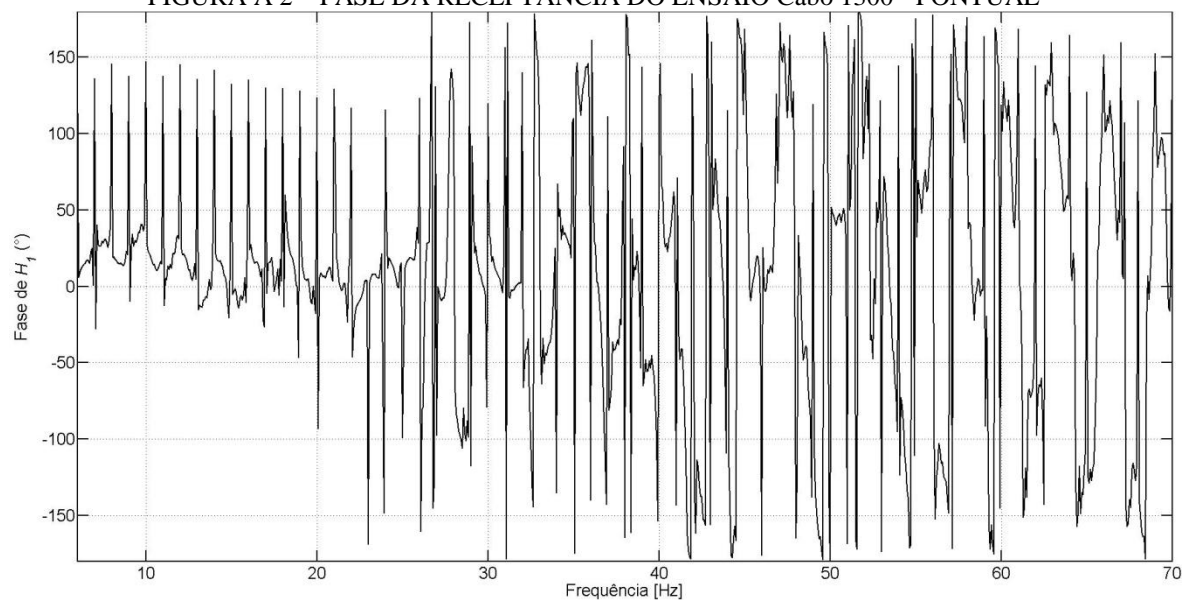
APÊNDICE 6 – CURVAS DE RECEPTÂNCIA

FIGURA A 1 – MÓDULO DA RECEPTÂNCIA DO ENSAIO Cabo 1300 - PONTUAL



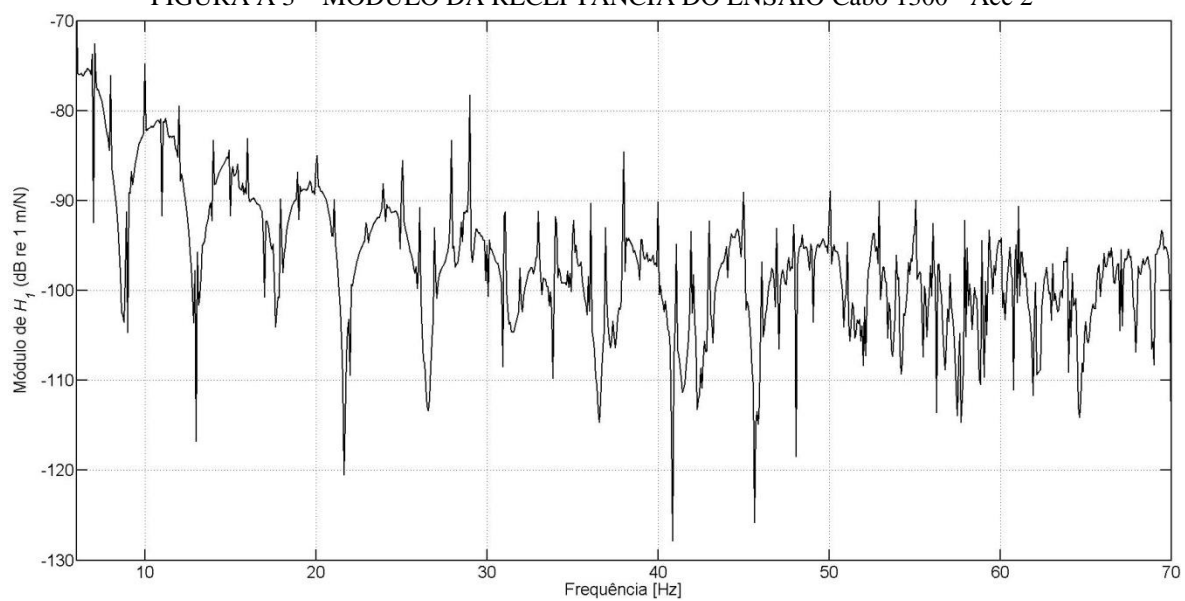
FONTE: O autor (2015).

FIGURA A 2 – FASE DA RECEPTÂNCIA DO ENSAIO Cabo 1300 - PONTUAL



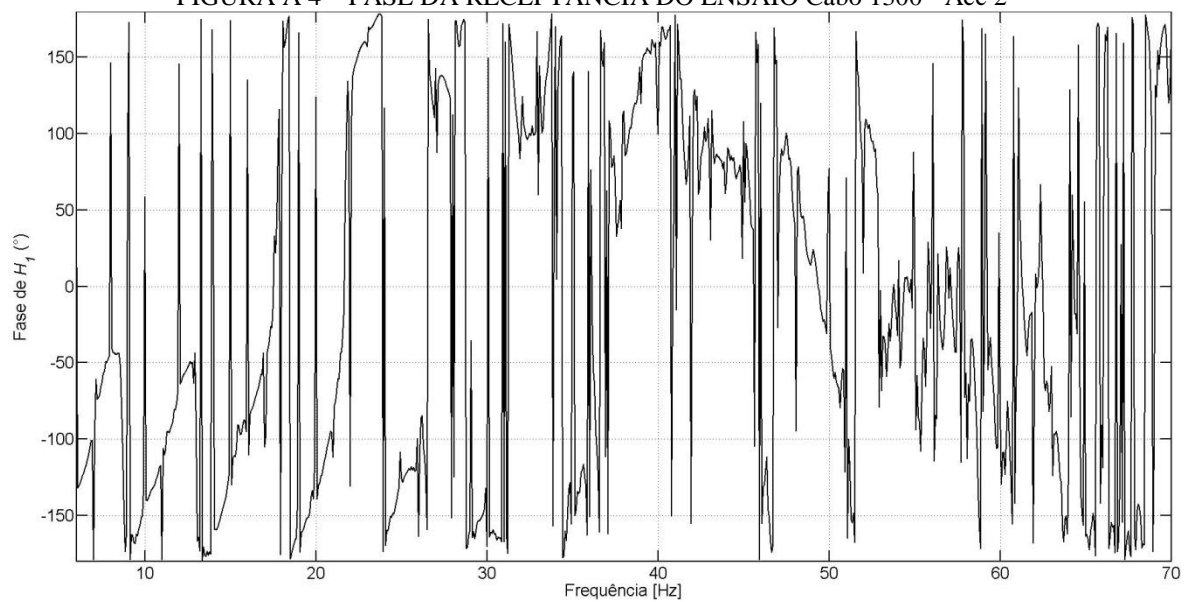
FONTE: O autor (2015).

FIGURA A 3 – MÓDULO DA RECEPTÂNCIA DO ENSAIO Cabo 1300 - Acc 2



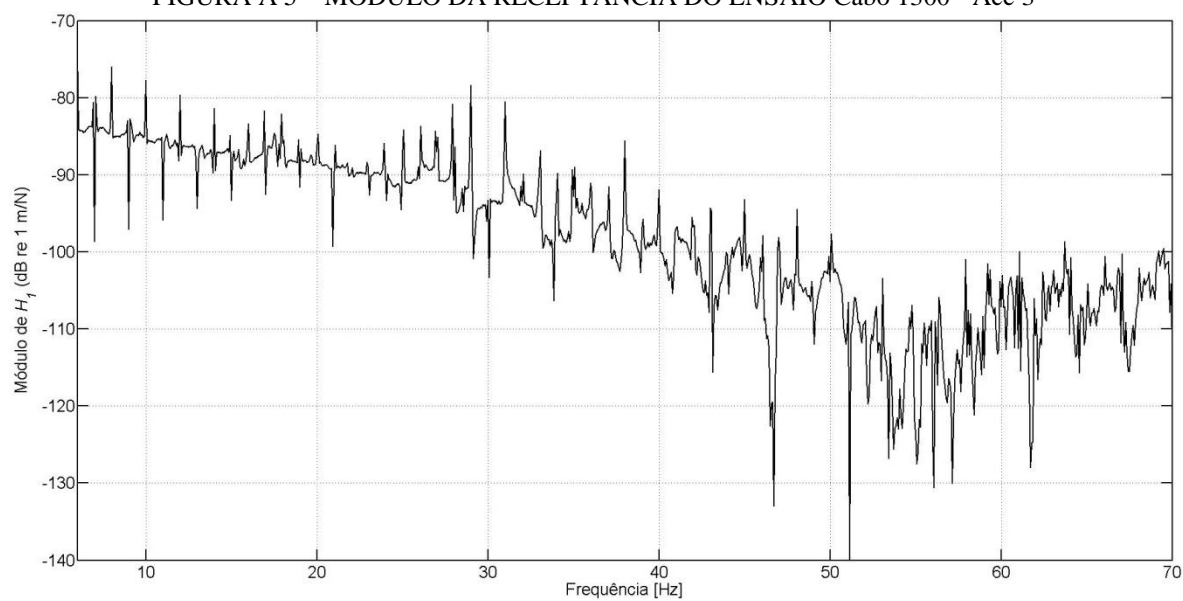
FONTE: O autor (2015).

FIGURA A 4 – FASE DA RECEPTÂNCIA DO ENSAIO Cabo 1300 - Acc 2



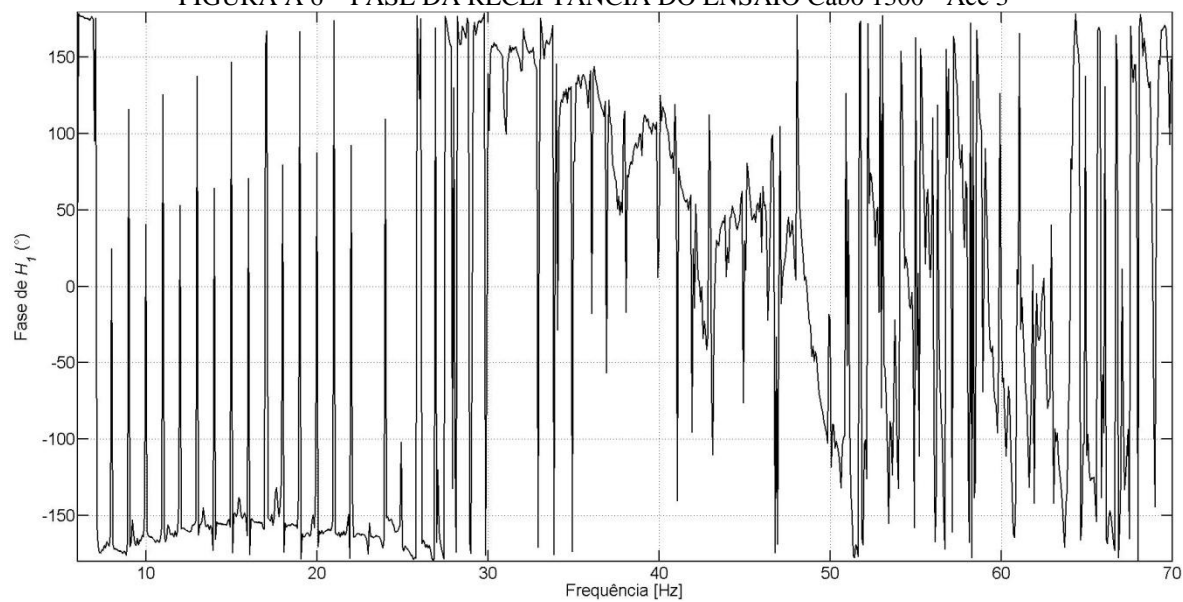
FONTE: O autor (2015).

FIGURA A 5 – MÓDULO DA RECEPTÂNCIA DO ENSAIO Cabo 1300 - Acc 3

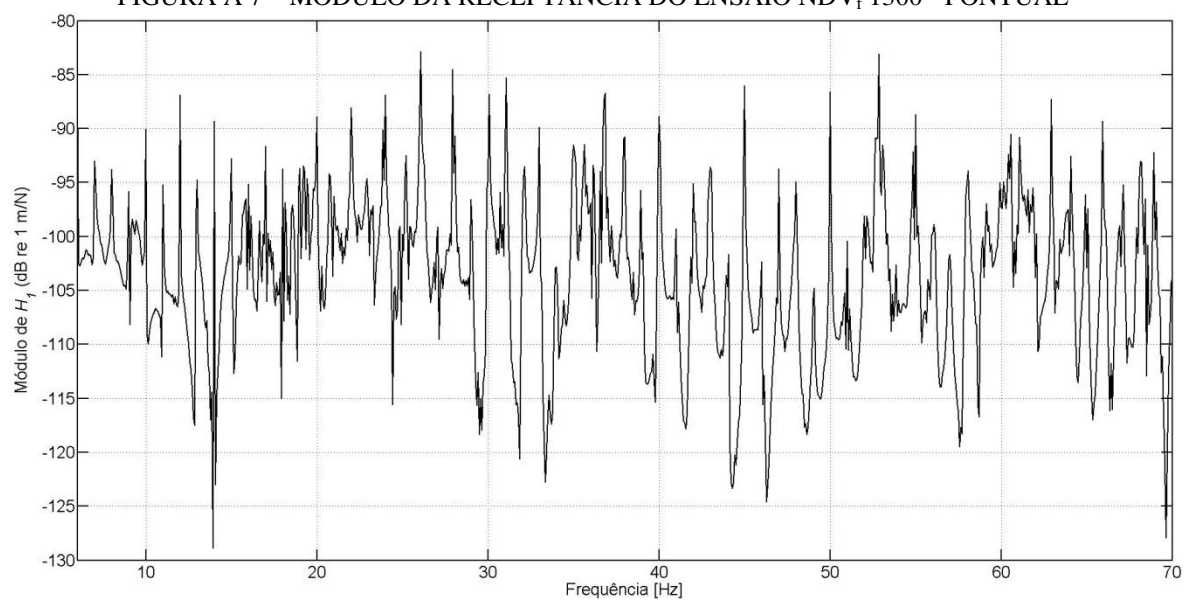


FONTE: O autor (2015).

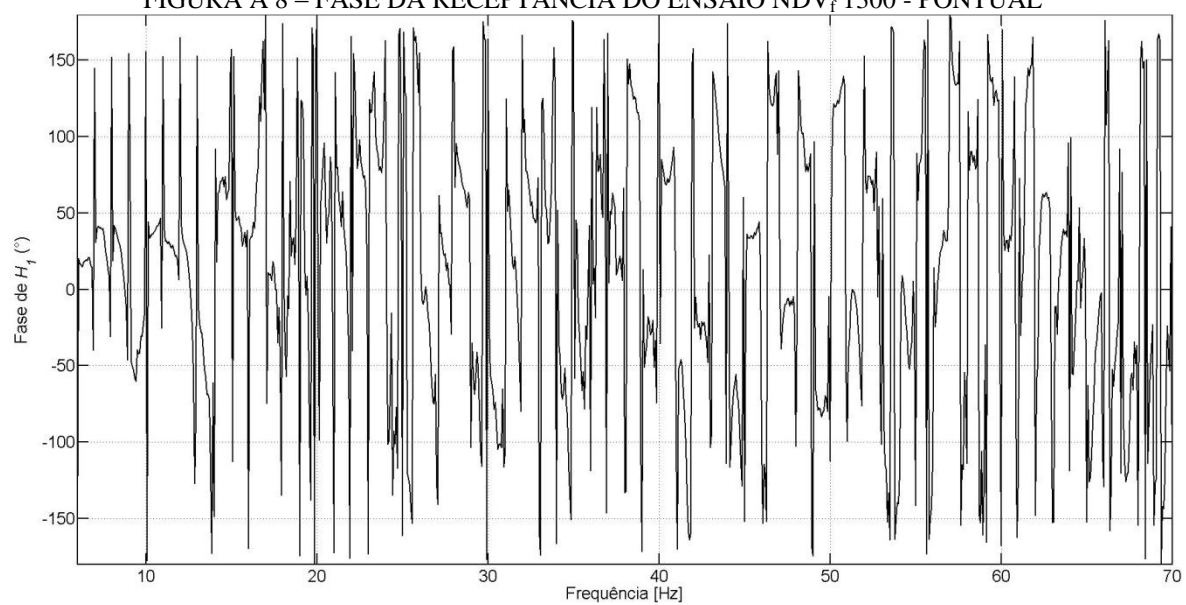
FIGURA A 6 – FASE DA RECEPTÂNCIA DO ENSAIO Cabo 1300 - Acc 3



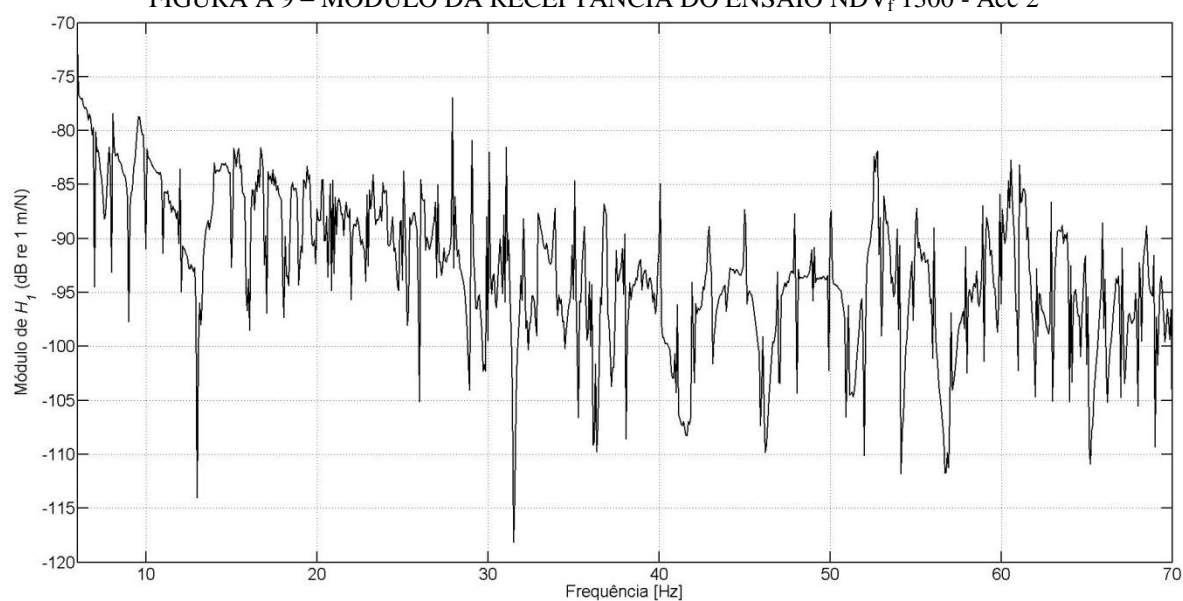
FONTE: O autor (2015).

FIGURA A 7 – MÓDULO DA RECEPTÂNCIA DO ENSAIO NDV_f 1300 - PONTUAL

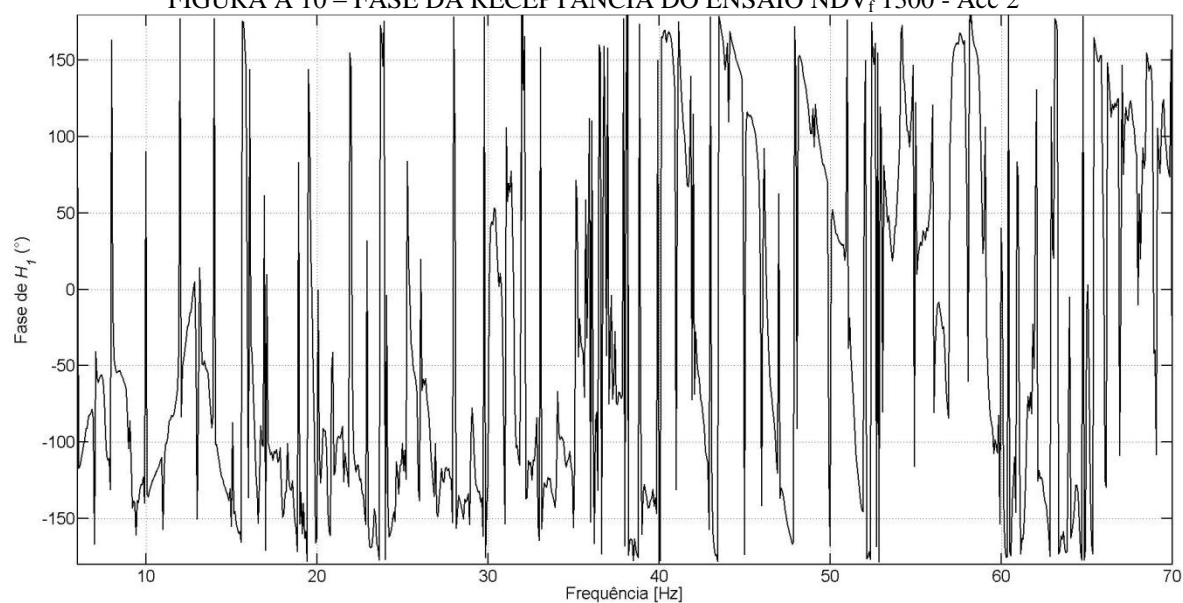
FONTE: O autor (2015).

FIGURA A 8 – FASE DA RECEPTÂNCIA DO ENSAIO NDV_f 1300 - PONTUAL

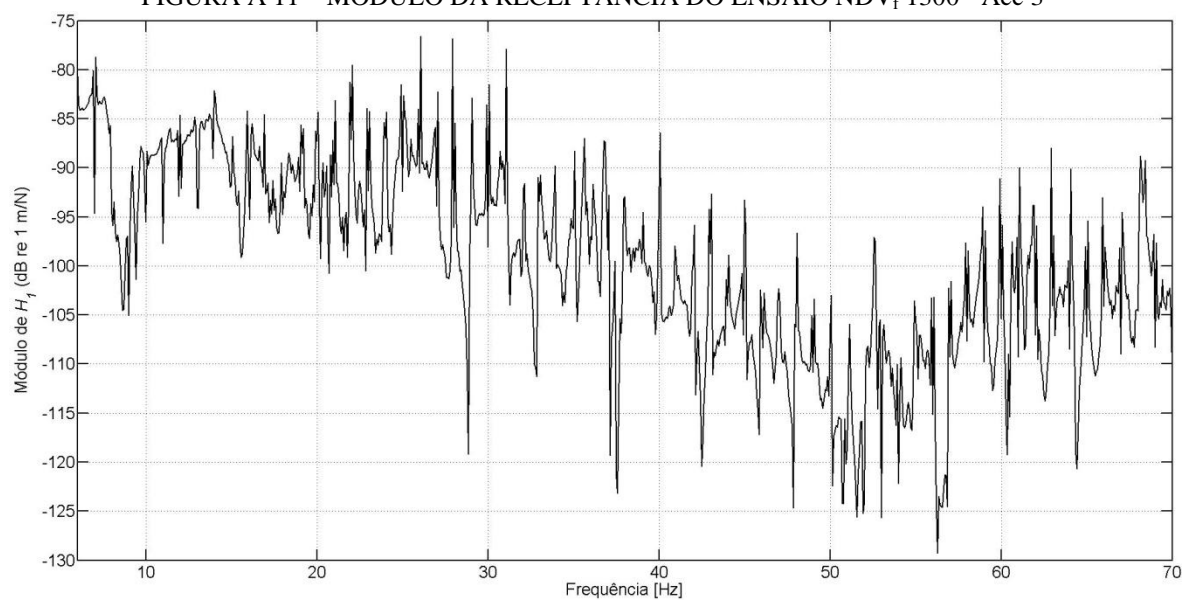
FONTE: O autor (2015).

FIGURA A 9 – MÓDULO DA RECEPTÂNCIA DO ENSAIO NDV_f 1300 - Acc 2

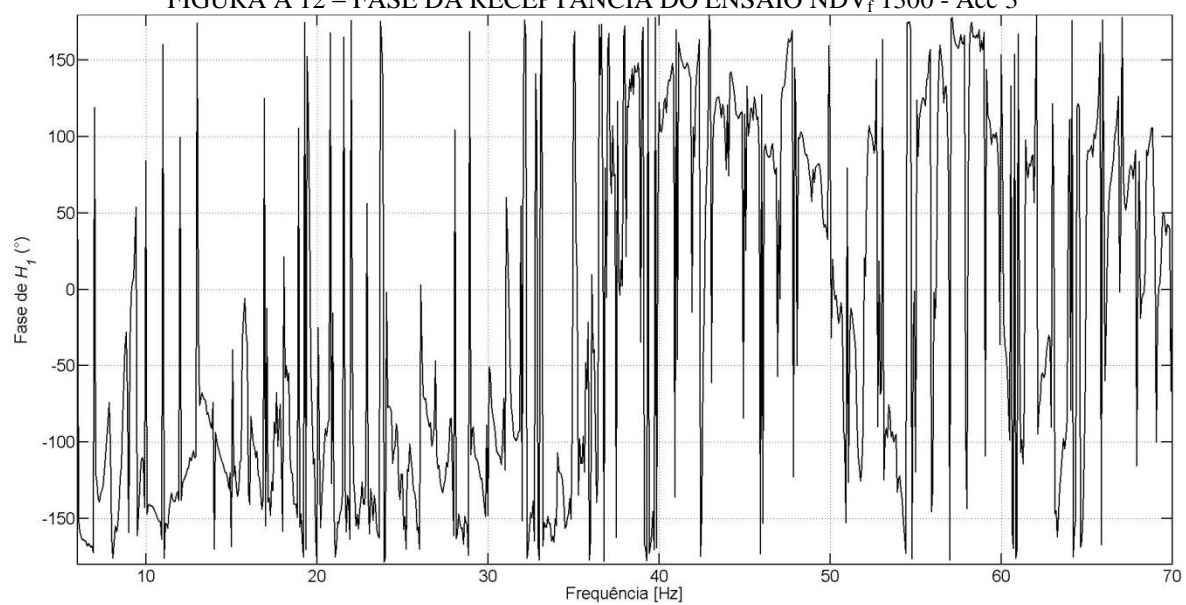
FONTE: O autor (2015).

FIGURA A 10 – FASE DA RECEPTÂNCIA DO ENSAIO NDV_f 1300 - Acc 2

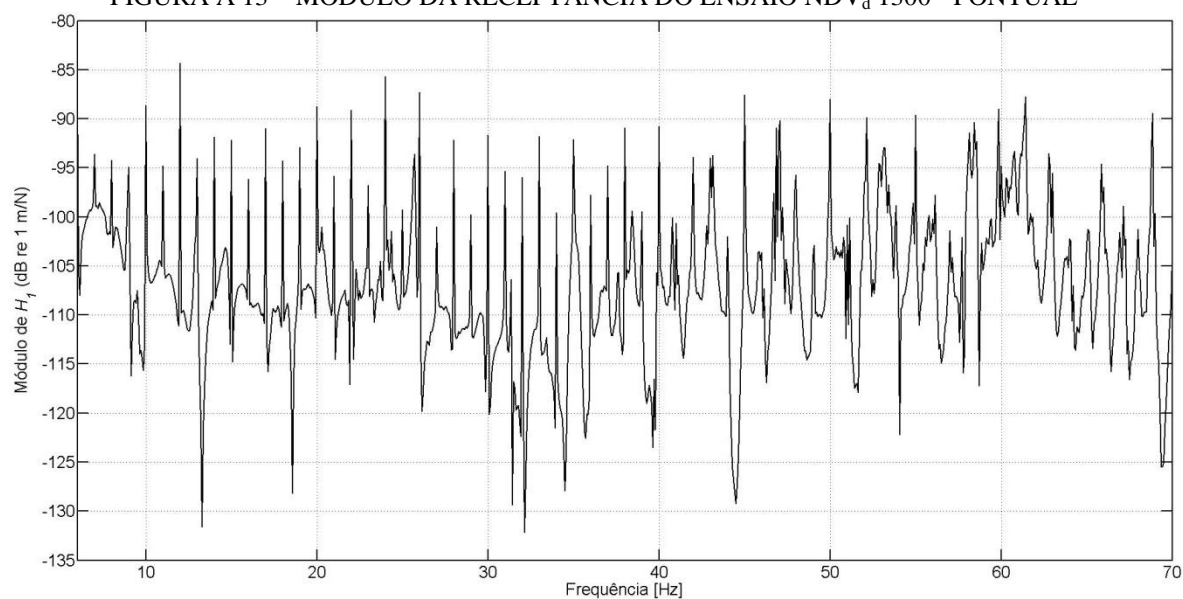
FONTE: O autor (2015).

FIGURA A 11 – MÓDULO DA RECEPTÂNCIA DO ENSAIO NDV_f 1300 - Acc 3

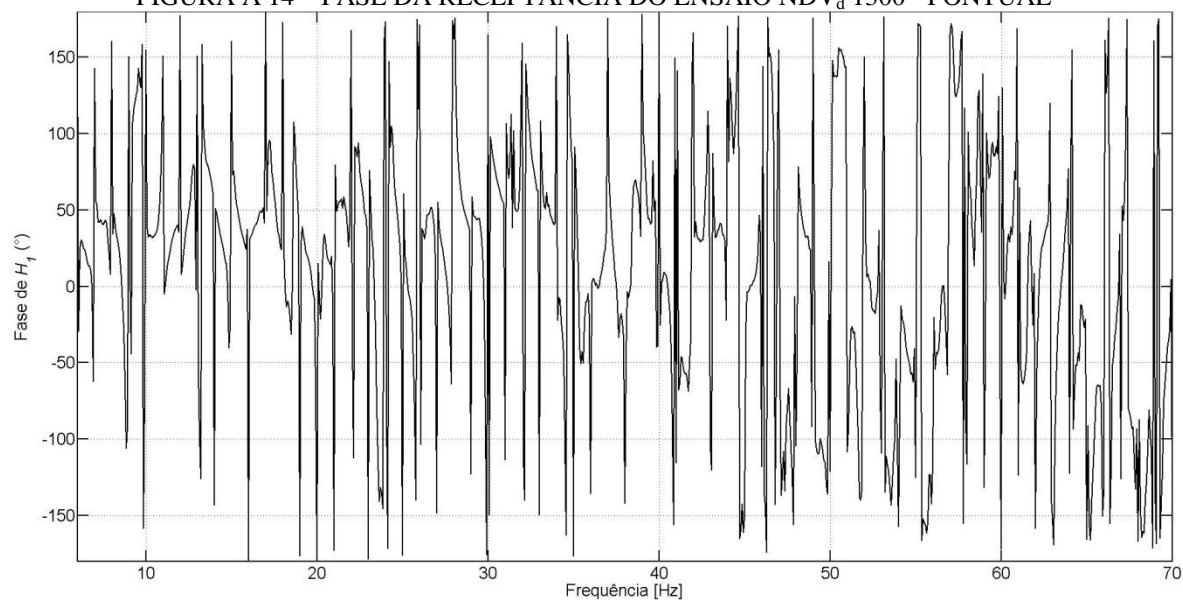
FONTE: O autor (2015).

FIGURA A 12 – FASE DA RECEPTÂNCIA DO ENSAIO NDV_f 1300 - Acc 3

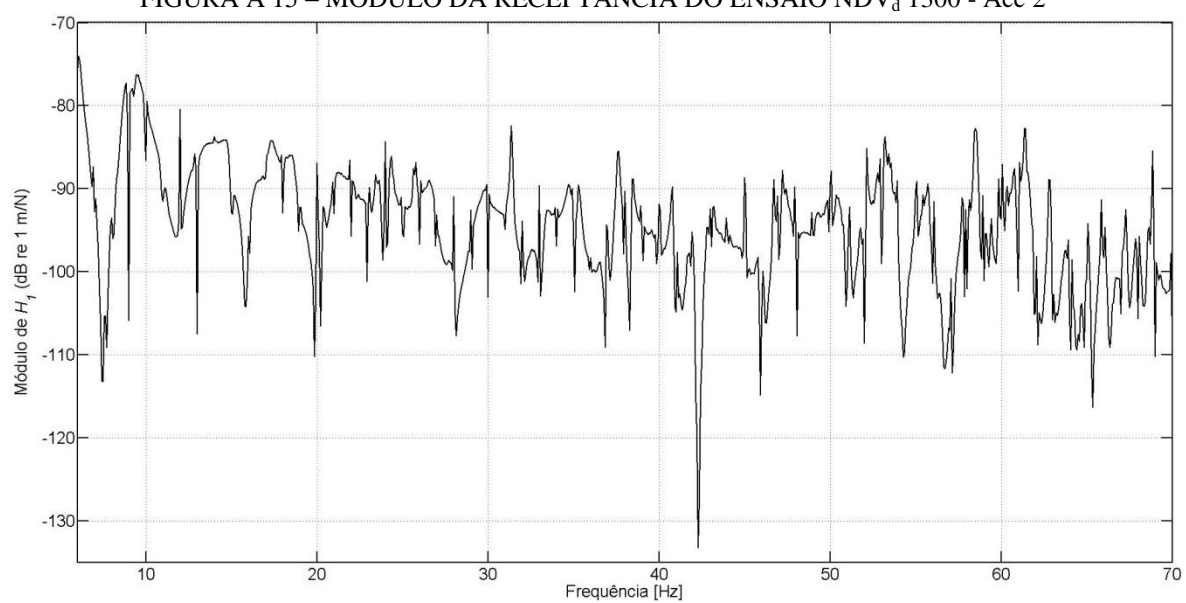
FONTE: O autor (2015).

FIGURA A 13 – MÓDULO DA RECEPTÂNCIA DO ENSAIO NDV_d 1300 - PONTUAL

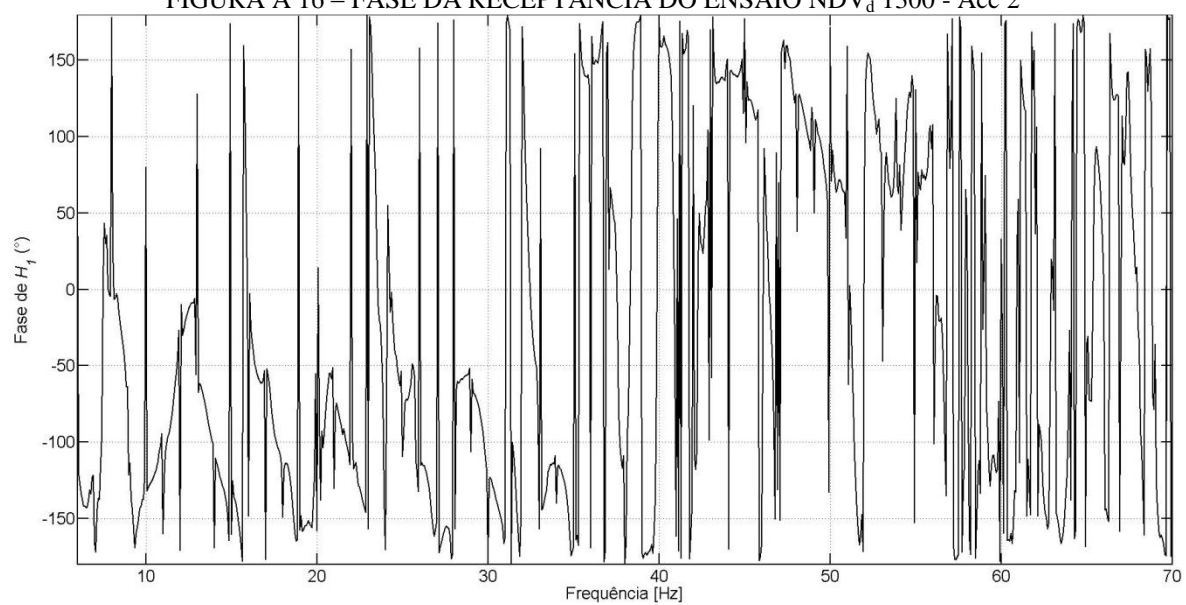
FONTE: O autor (2015).

FIGURA A 14 – FASE DA RECEPTÂNCIA DO ENSAIO NDV_d 1300 - PONTUAL

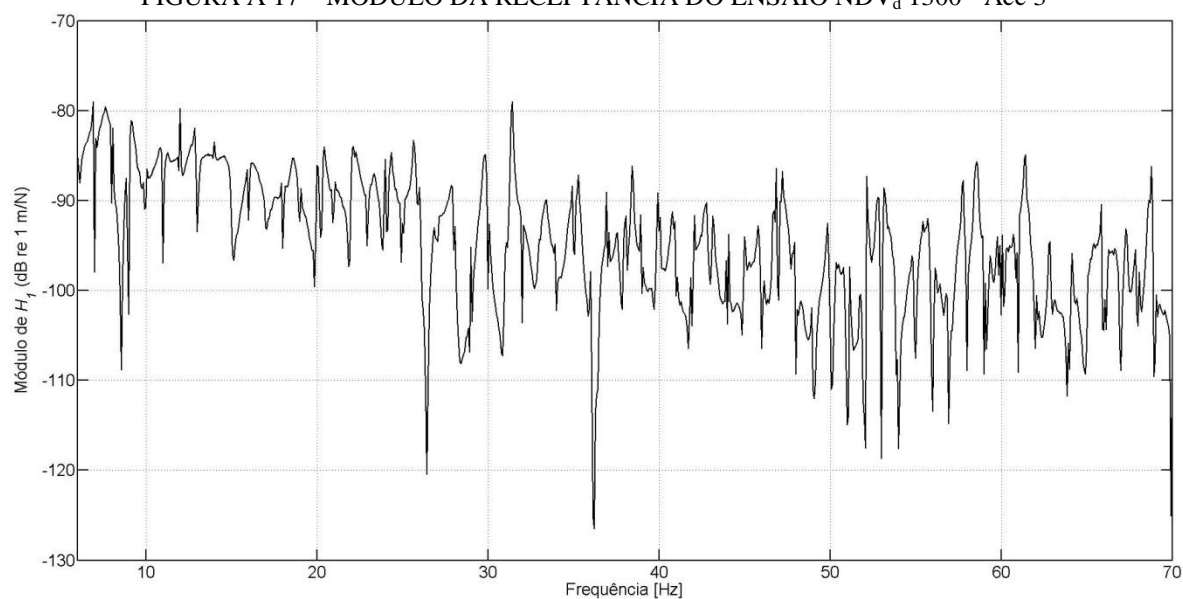
FONTE: O autor (2015).

FIGURA A 15 – MÓDULO DA RECEPTÂNCIA DO ENSAIO NDV_d 1300 - Acc 2

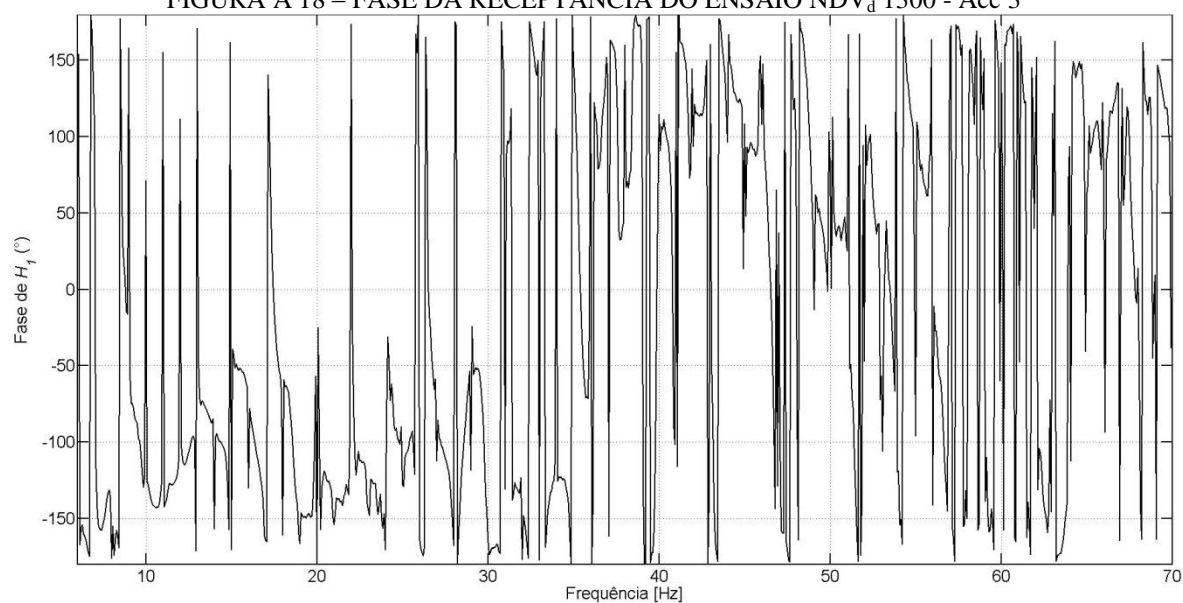
FONTE: O autor (2015).

FIGURA A 16 – FASE DA RECEPTÂNCIA DO ENSAIO NDV_d 1300 - Acc 2

FONTE: O autor (2015).

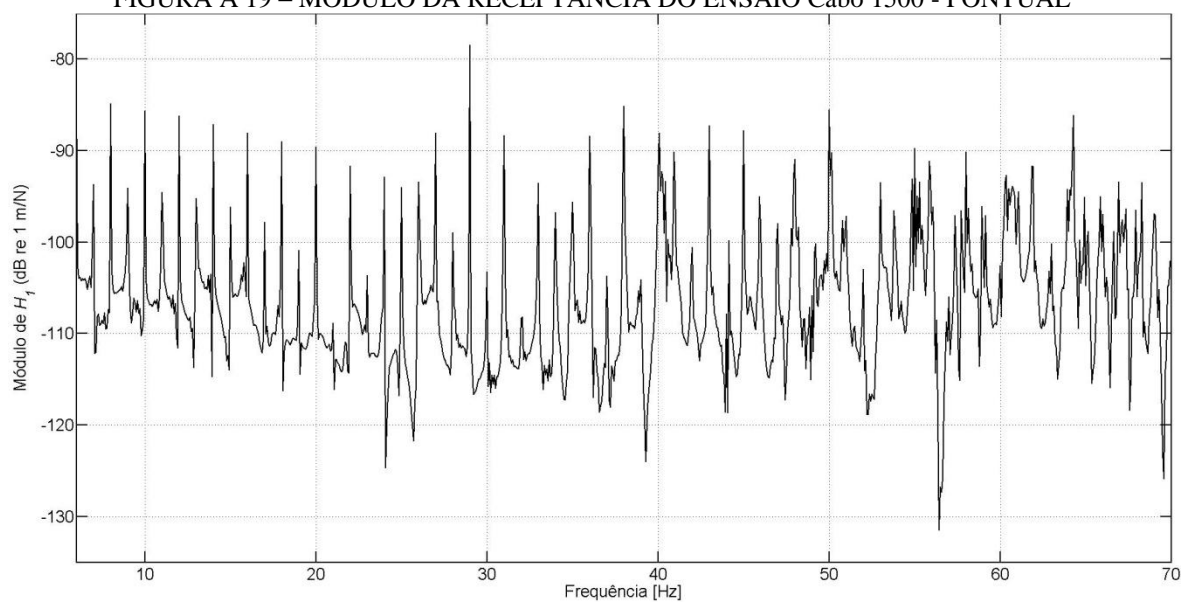
FIGURA A 17 – MÓDULO DA RECEPTÂNCIA DO ENSAIO NDV_d 1300 - Acc 3

FONTE: O autor (2015).

FIGURA A 18 – FASE DA RECEPTÂNCIA DO ENSAIO NDV_d 1300 - Acc 3

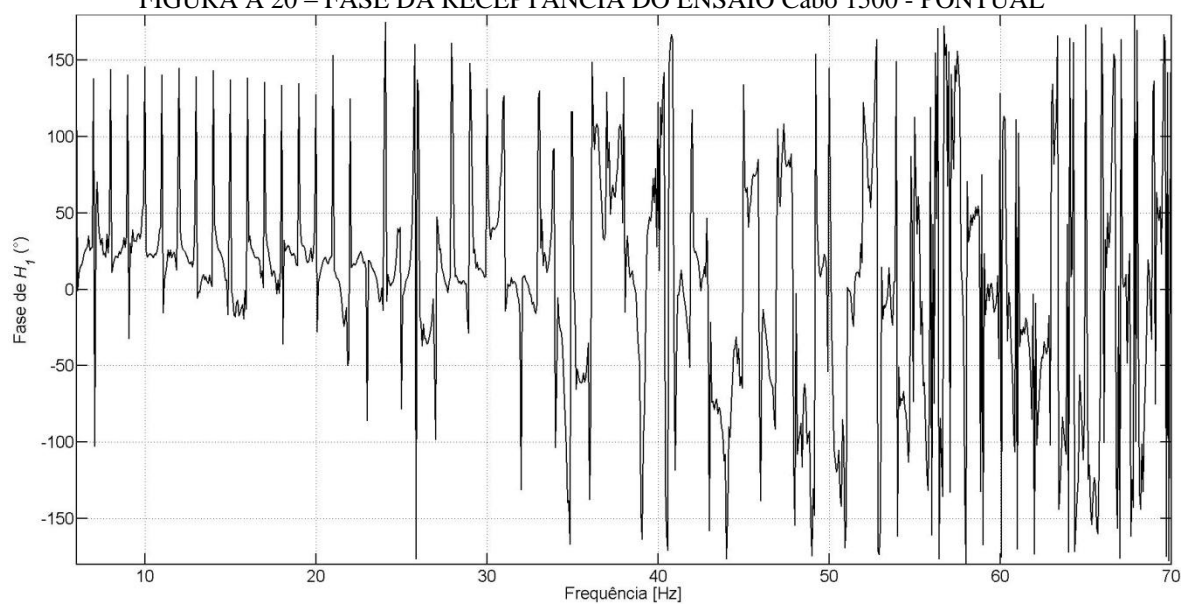
FONTE: O autor (2015).

FIGURA A 19 – MÓDULO DA RECEPTÂNCIA DO ENSAIO Cabo 1500 - PONTUAL



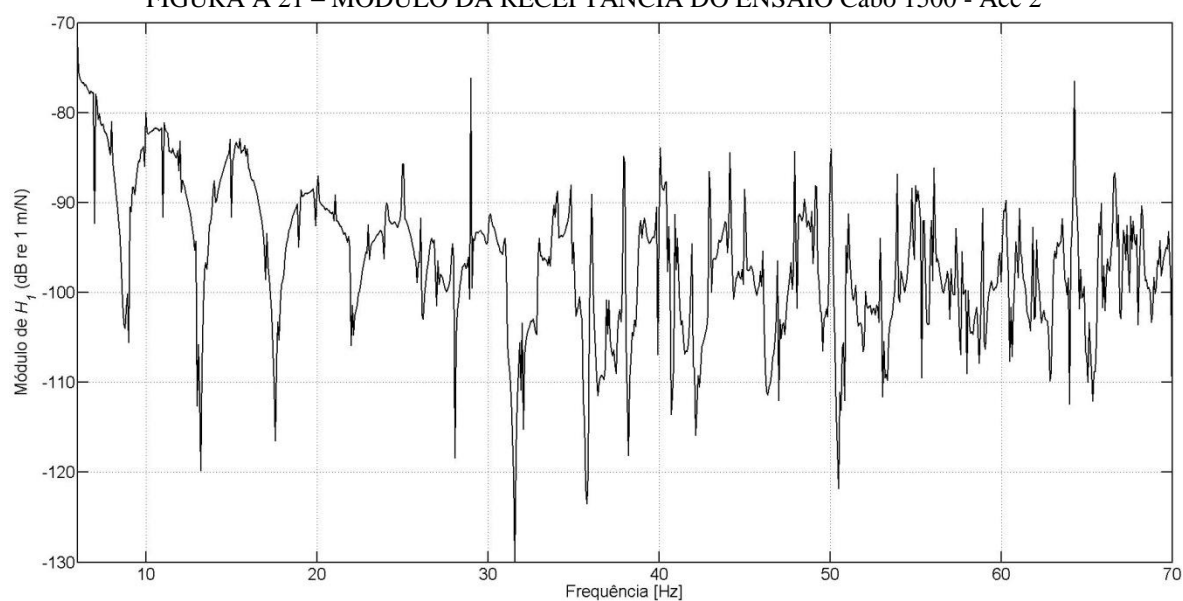
FONTE: O autor (2015).

FIGURA A 20 – FASE DA RECEPTÂNCIA DO ENSAIO Cabo 1500 - PONTUAL



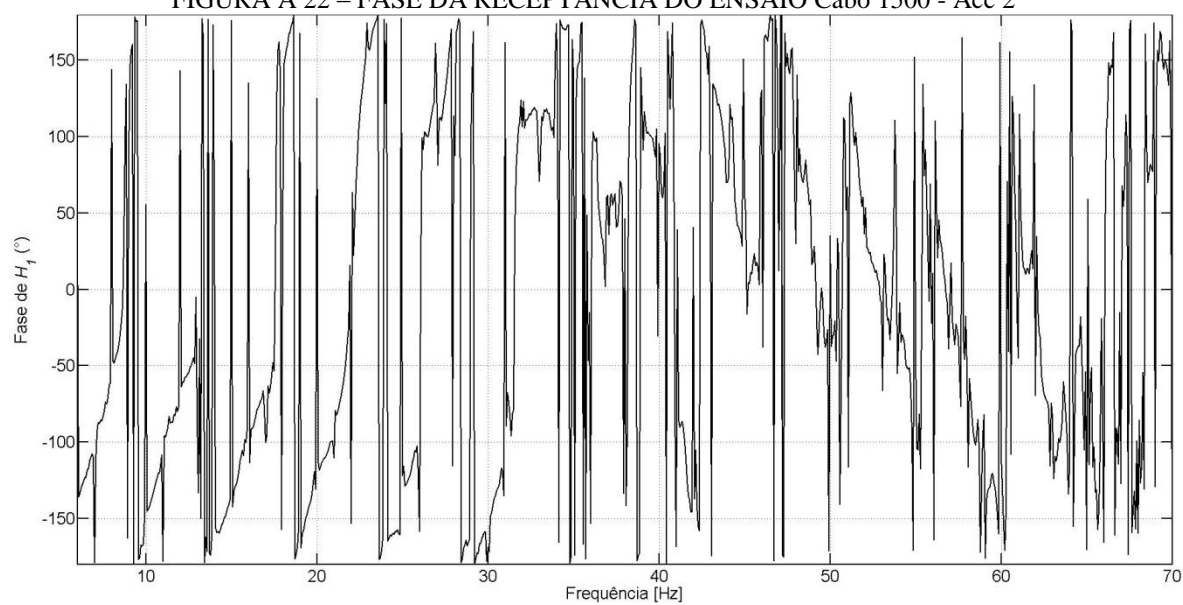
FONTE: O autor (2015).

FIGURA A 21 – MÓDULO DA RECEPTÂNCIA DO ENSAIO Cabo 1500 - Acc 2



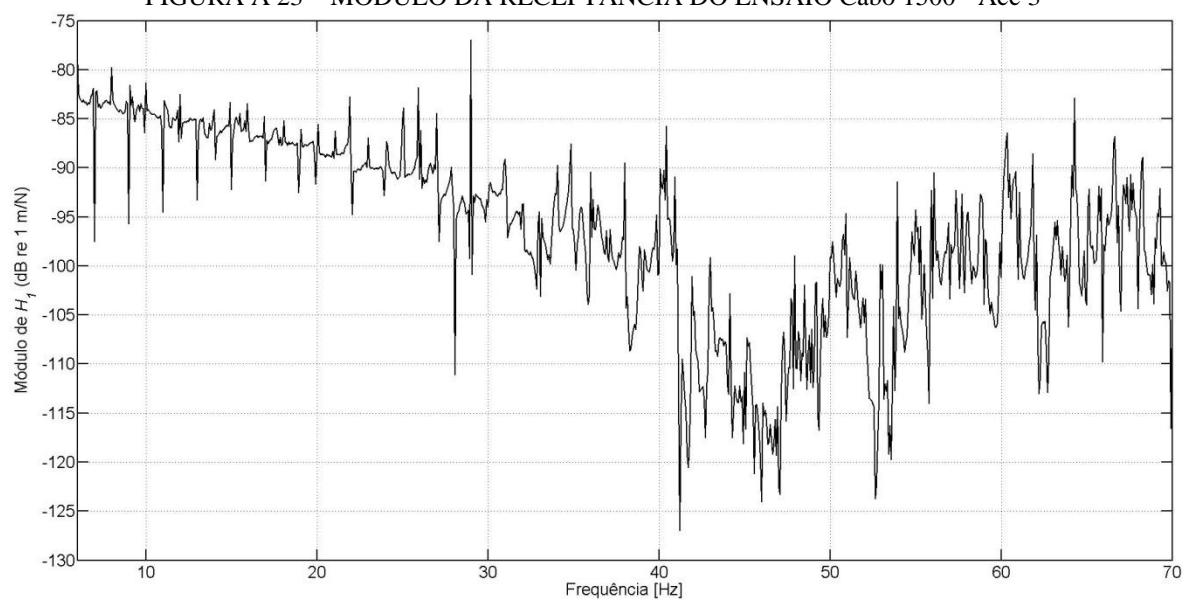
FONTE: O autor (2015).

FIGURA A 22 – FASE DA RECEPTÂNCIA DO ENSAIO Cabo 1500 - Acc 2



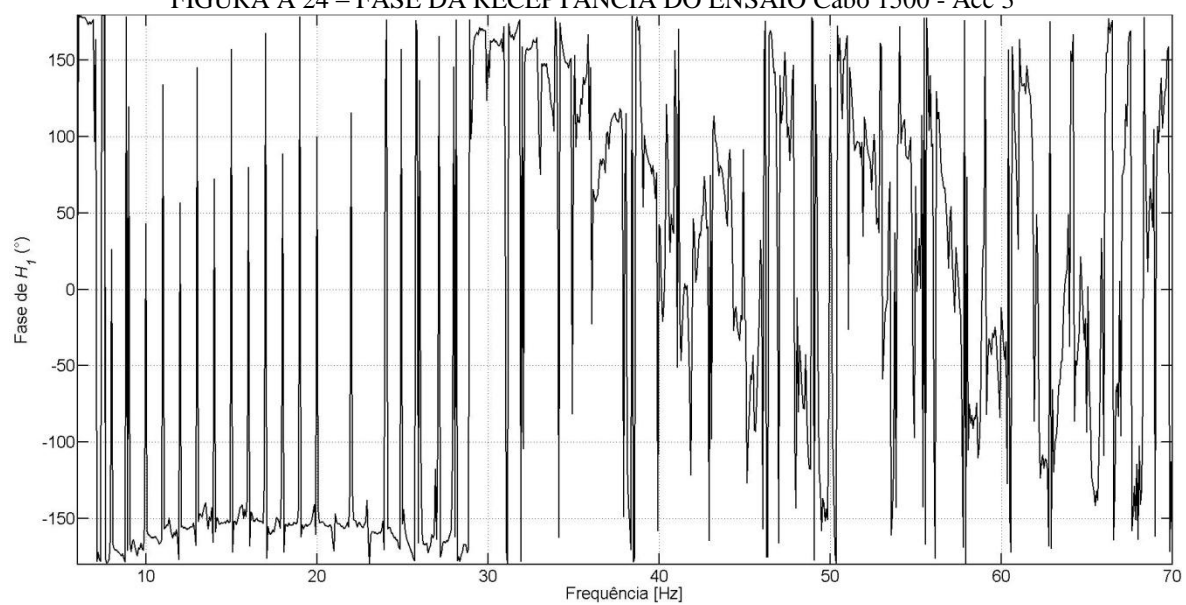
FONTE: O autor (2015).

FIGURA A 23 – MÓDULO DA RECEPTÂNCIA DO ENSAIO Cabo 1500 - Acc 3

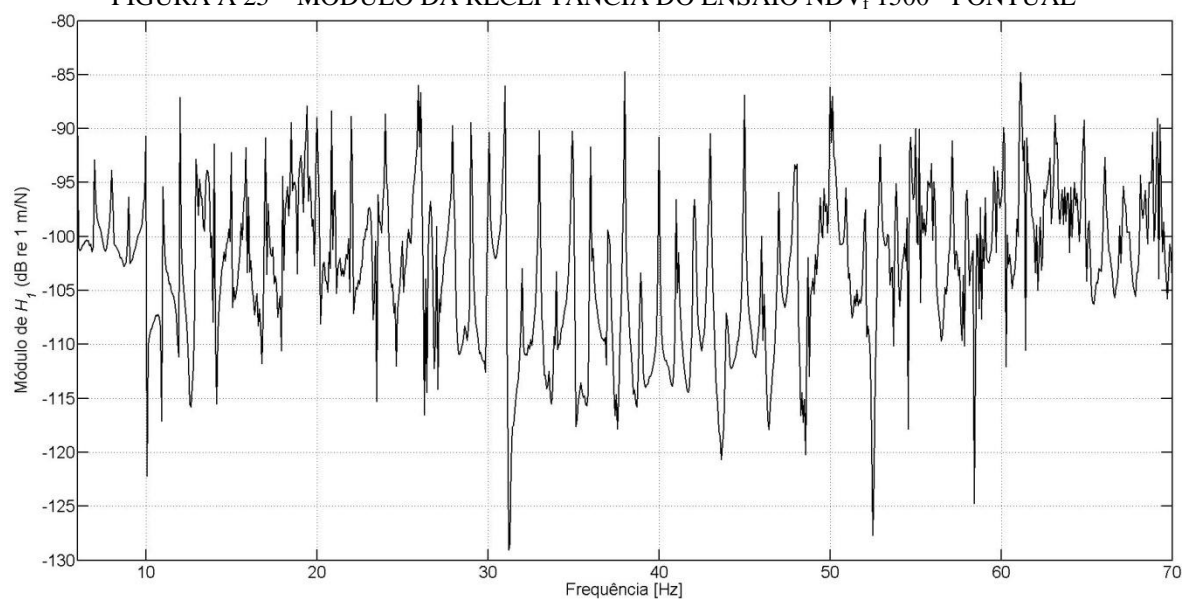


FONTE: O autor (2015).

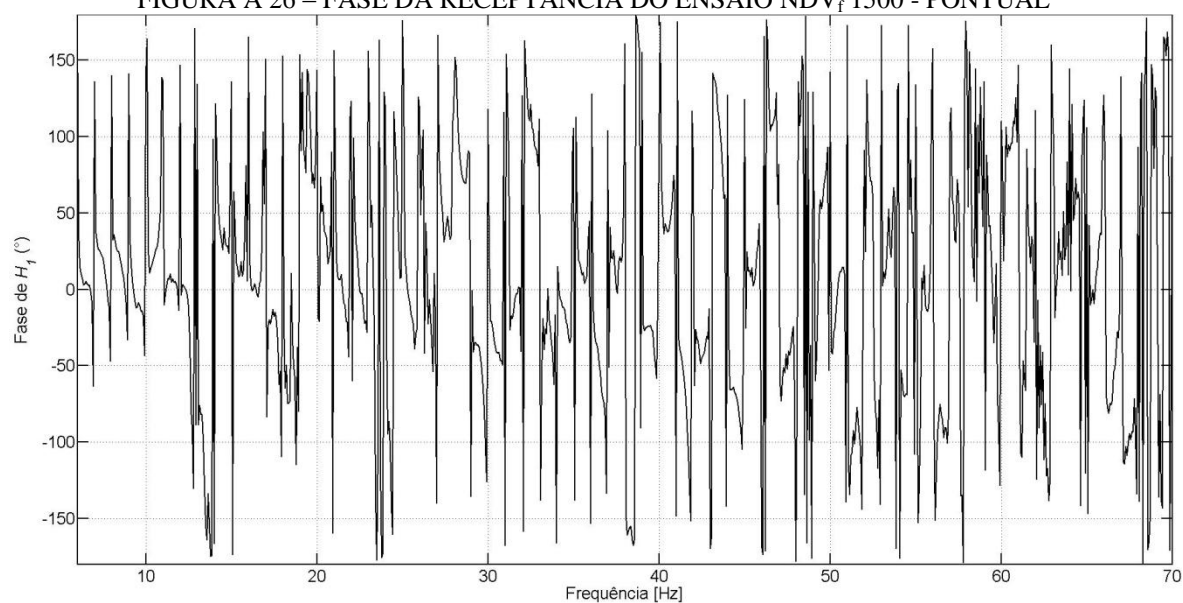
FIGURA A 24 – FASE DA RECEPTÂNCIA DO ENSAIO Cabo 1500 - Acc 3



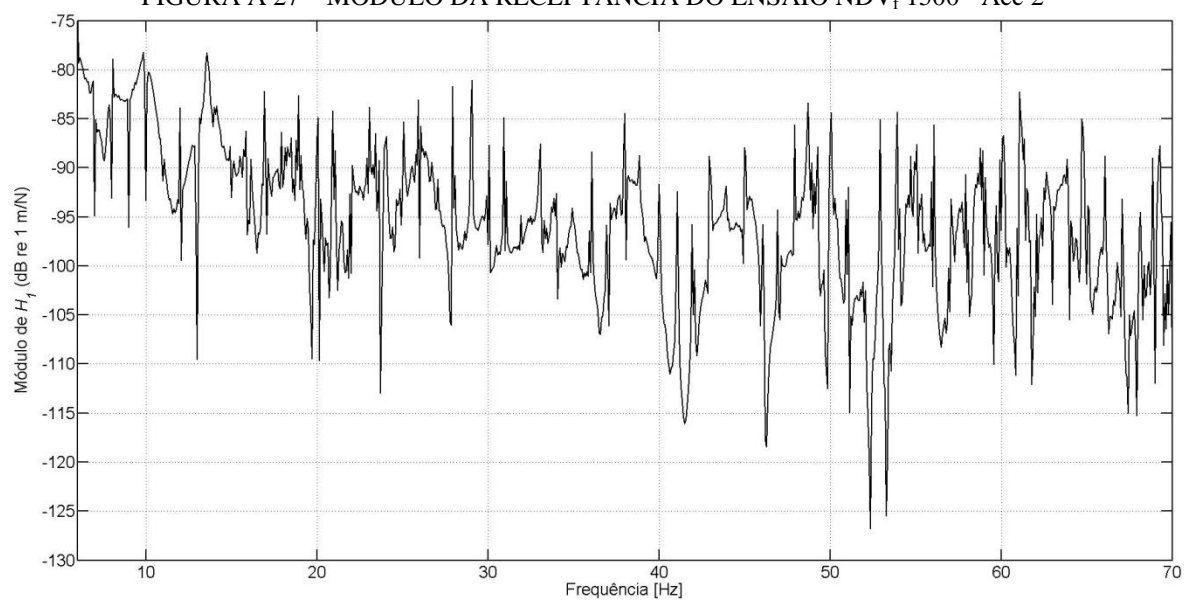
FONTE: O autor (2015).

FIGURA A 25 – MÓDULO DA RECEPTÂNCIA DO ENSAIO NDV_f 1500 - PONTUAL

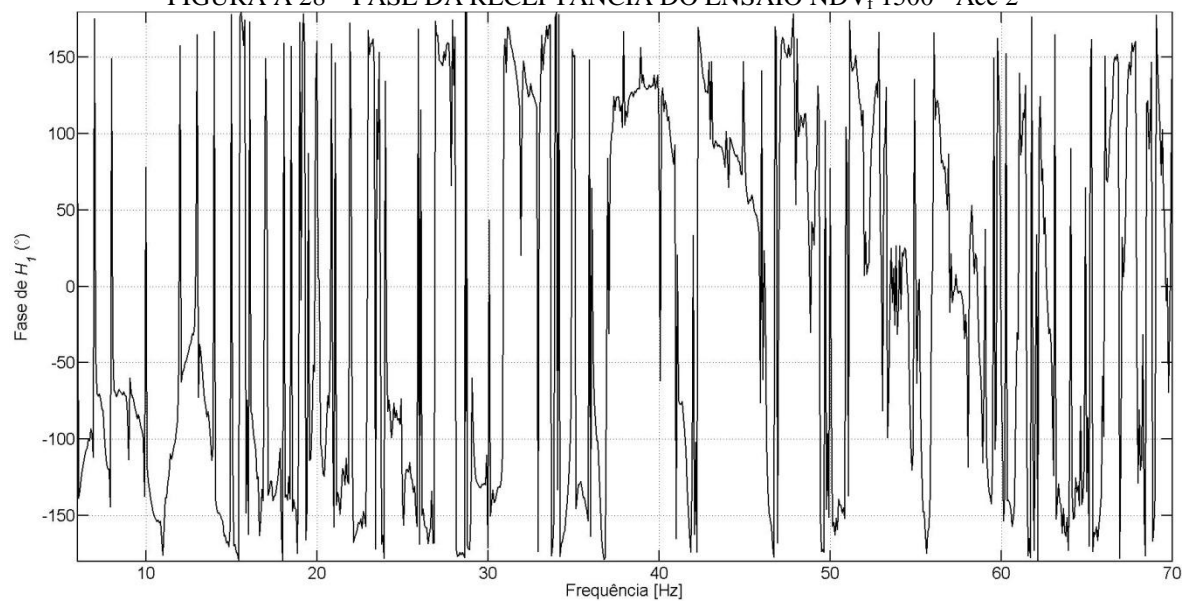
FONTE: O autor (2015).

FIGURA A 26 – FASE DA RECEPTÂNCIA DO ENSAIO NDV_f 1500 - PONTUAL

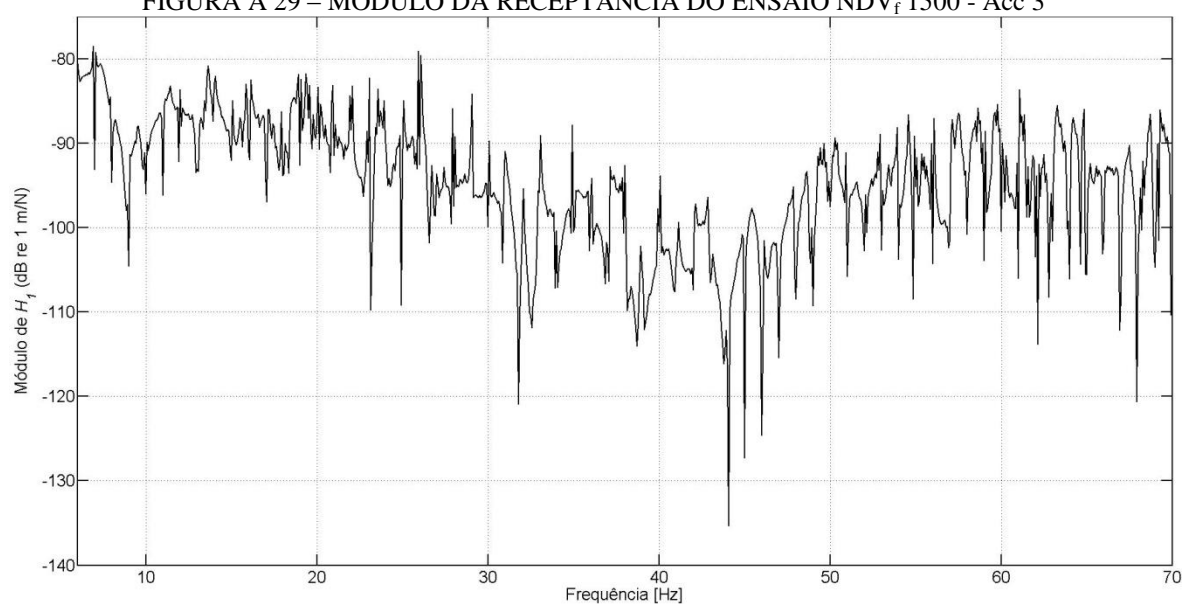
FONTE: O autor (2015).

FIGURA A 27 – MÓDULO DA RECEPTÂNCIA DO ENSAIO NDV_f 1500 - Acc 2

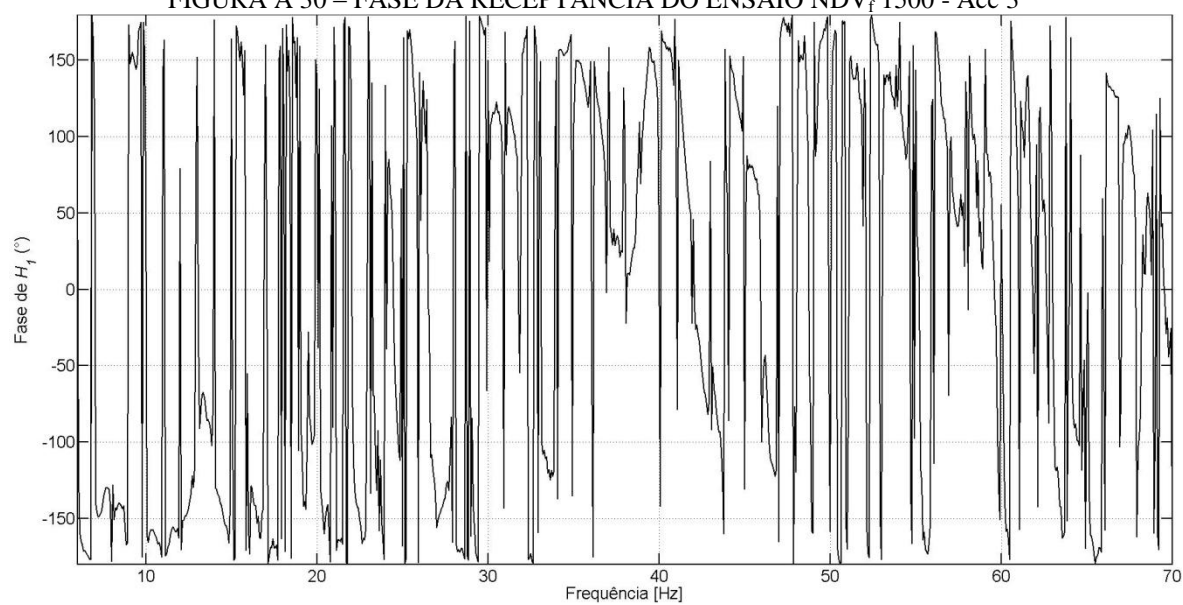
FONTE: O autor (2015).

FIGURA A 28 – FASE DA RECEPTÂNCIA DO ENSAIO NDV_f 1500 - Acc 2

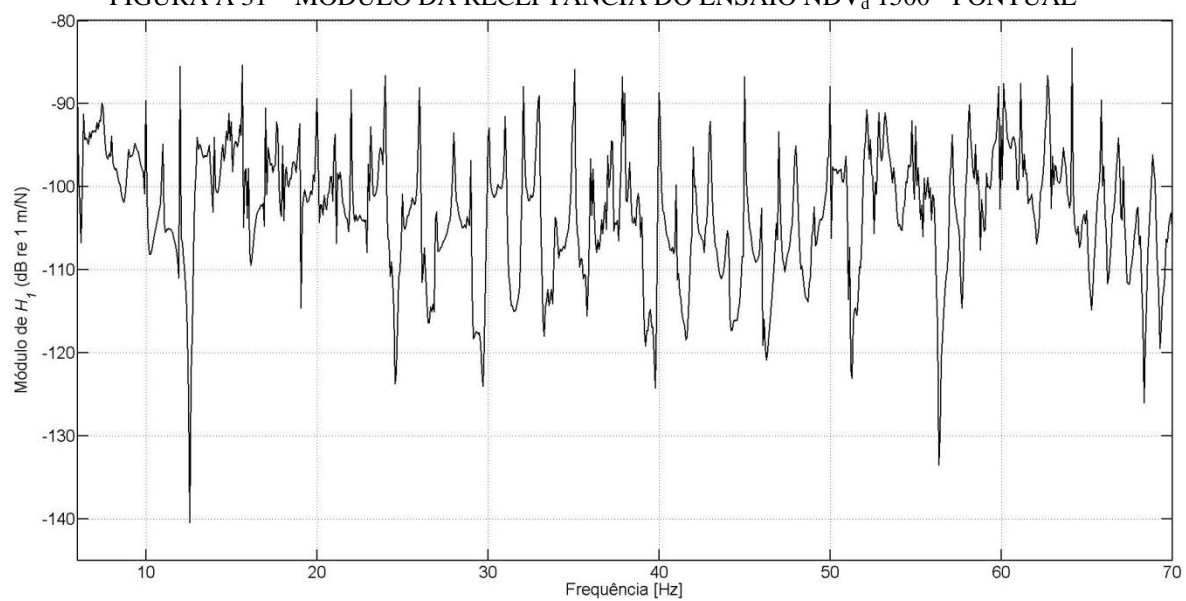
FONTE: O autor (2015).

FIGURA A 29 – MÓDULO DA RECEPTÂNCIA DO ENSAIO NDV_f 1500 - Acc 3

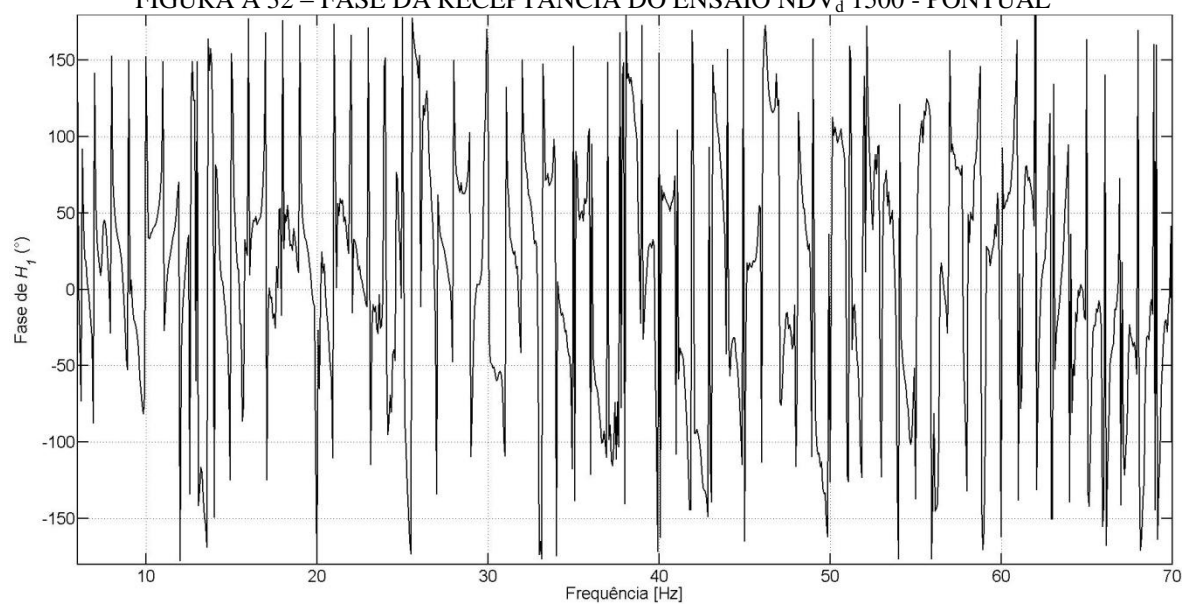
FONTE: O autor (2015).

FIGURA A 30 – FASE DA RECEPTÂNCIA DO ENSAIO NDV_f 1500 - Acc 3

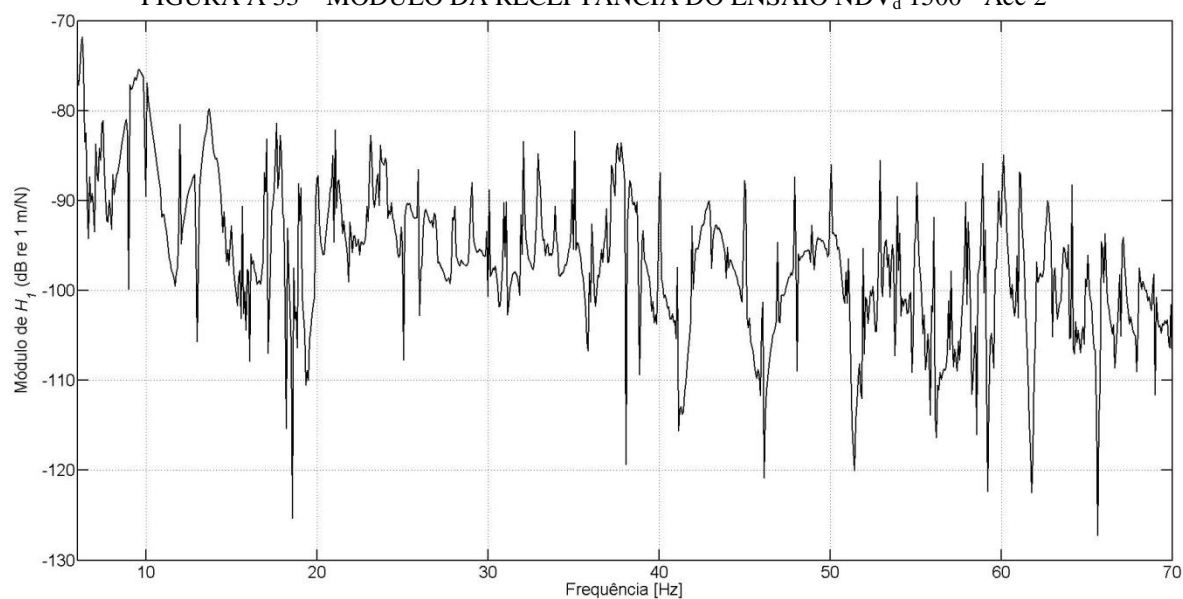
FONTE: O autor (2015).

FIGURA A 31 – MÓDULO DA RECEPTÂNCIA DO ENSAIO NDV_d 1500 - PONTUAL

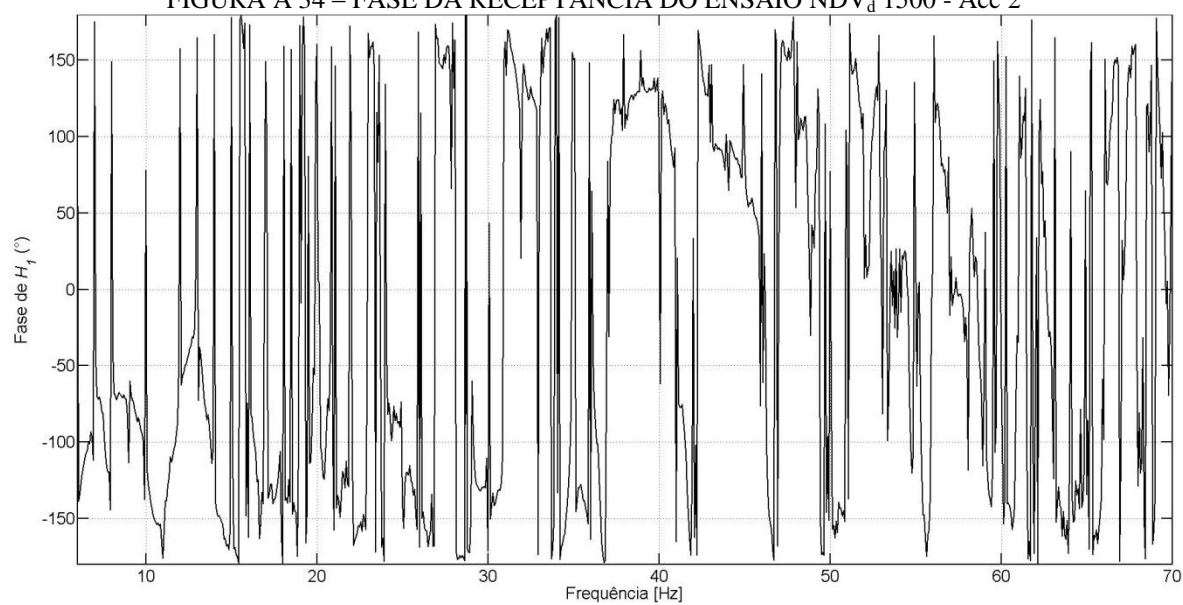
FONTE: O autor (2015).

FIGURA A 32 – FASE DA RECEPTÂNCIA DO ENSAIO NDV_d 1500 - PONTUAL

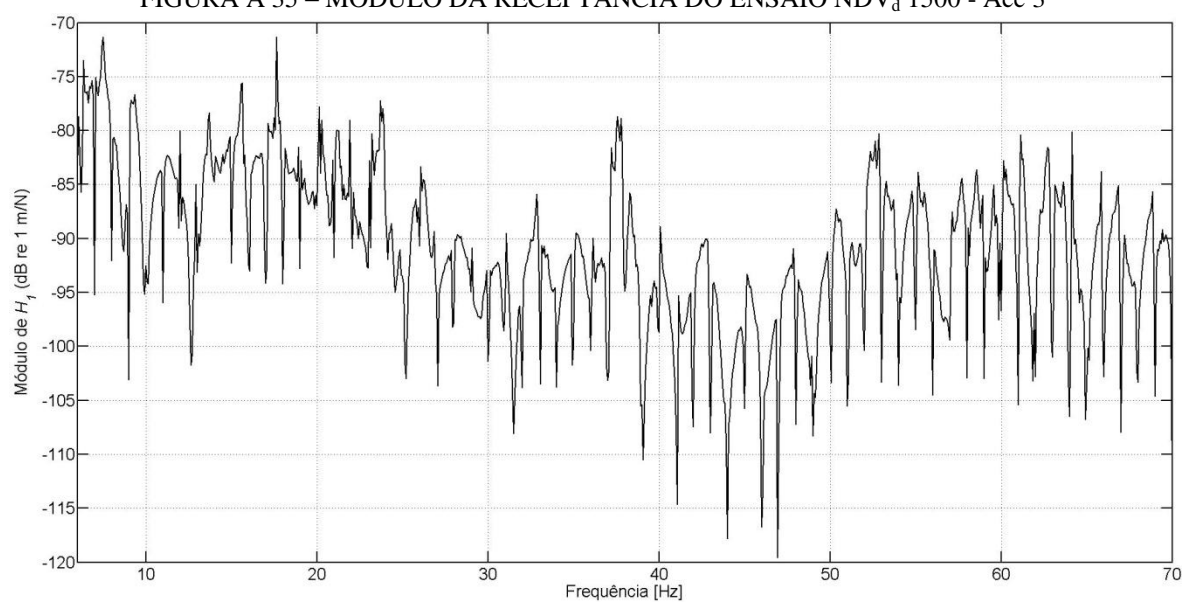
FONTE: O autor (2015).

FIGURA A 33 – MÓDULO DA RECEPTÂNCIA DO ENSAIO NDV_d 1500 - Acc 2

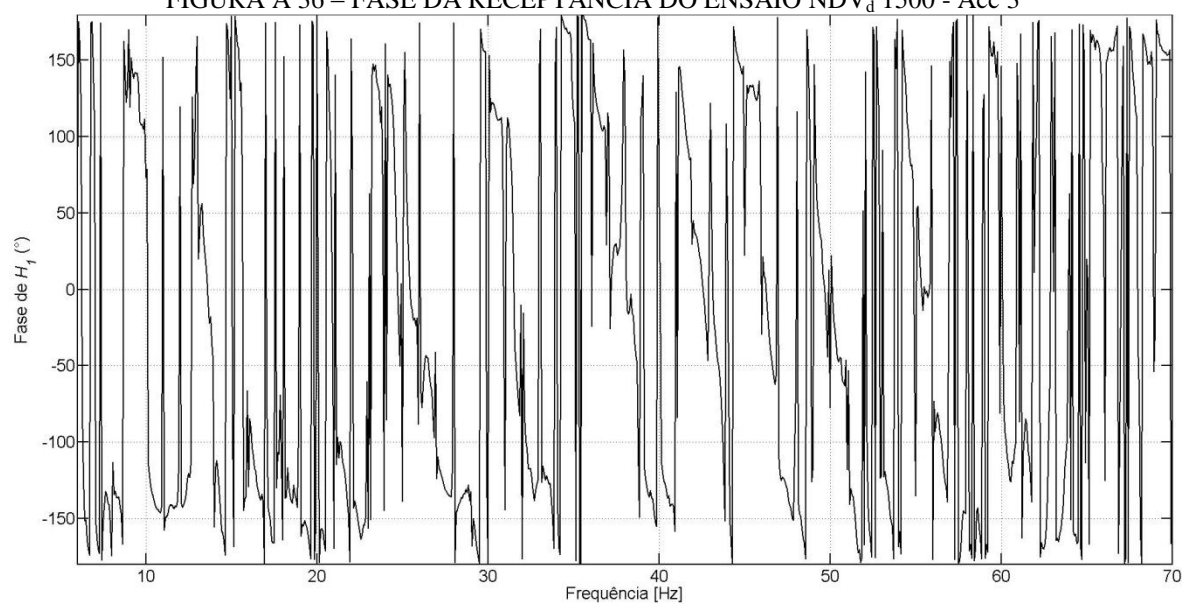
FONTE: O autor (2015).

FIGURA A 34 – FASE DA RECEPTÂNCIA DO ENSAIO NDV_d 1500 - Acc 2

FONTE: O autor (2015).

FIGURA A 35 – MÓDULO DA RECEPTÂNCIA DO ENSAIO NDV_d 1500 - Acc 3

FONTE: O autor (2015).

FIGURA A 36 – FASE DA RECEPTÂNCIA DO ENSAIO NDV_d 1500 - Acc 3

FONTE: O autor (2015).